海洋地球物理

MARINE GEOPHYSICS

国家海洋局海底科学重点实验室 编译

序　言

现将海洋地球物理（Marine Geophysics）奉献给大家，供学习、工作的参考。Marine Geophysics 是 E. J. W. Jones 编著的系统性海洋地球物理专著，1999 年由英国 John Wiley & Sons 有限出版公司出版。

海底科学研究在二十世纪有过辉煌的成就，引发了整个地球科学的革命。上个世纪，在深海、大洋发现绵延八万多公里长的海底山系（大洋中脊山系）和相对洋中脊对称的海底地磁条带。这些重大发现促进了海底扩张说和板块构造说的形成，推动了地球科学思想的巨大变革，推动了整个地球科学的革命。

海洋地球物理对于二十世纪海底科学的发展有着不可磨灭的突出贡献，海洋地球物理的快速发展和深厚实力，如其他学科一样，是和技术进步密切相关的。海洋地球物理技术对深海大洋的探测，对于人类认识地球及其随时间变化的过程具有重要的影响，对于建立现代板块构造理论和引发地球科学革命具有关键性作用。海洋地球物理技术对浅海和大陆边缘的探测，为人类认识大陆边缘的形成与演化和沉积盆地的形成，以及寻找石油、天然气等海洋资源占有举足轻重的地位。

这本书的编译着重与海洋地球物理技术有关的内容，编译海洋地球物理观测的仪器和方法。第二、三章涉及海上测量的精确定位和海底地形的测绘等；第四、五章讨论探测地球内部最为有力的地震技术；第六、七章介绍海底重、磁场的测量；第八、九、十章涉及海底热流、大地电磁和海底放射性的探测；最后的第十一章讨论海底钻井中的地球物理观测。

翻译人员名单：金翔龙（第一章）；赵俐红（第二章、第三章）；孙鹏（第四章）；吴振利（第五章）；张涛（第六章）；陈美（第七章）；尚继宏（第八章）；李军、章家保、刘春秋、张杰、周普志（第九章）；赵俊卿（第十章）；周建平（第十一章）。

校对人员名单：金翔龙（第一章、第二章、第三章）；诸春雷（第四章、第五章）；高金耀（第六章、第七章）；方银霞（第八章）；赵俐红（第九章）；叶芳（第十章、第十一章）。

汇总校对：方银霞、林长松；

制图排版：徐赛英；

最终校对：金翔龙。

二〇〇五年七月十五日

目　　录

第一章 绪 论

1.1 引 言

海洋地球物理测量是为了探测海底和地球内部的性质及其行为。这些测量不仅能满足我们对于我们这颗行星组成和运行规律的自然好奇心，而且还具有非常实际的应用价值；通过这些测量我们可以找到和开发那些为现代工业社会所赖以生存的矿物资源。随着现代科学技术的飞速发展，目前我们已经可以测量下列几项内容：

1. 地球重力加速度
2. 地磁场
3. 由于爆炸或地震而引发的海底地震位移和水柱中的压力变化
4. 海底热量的传输率
5. 海底电势
6. 通过海底的电流
7. 海底的放射性

为了记录海底的地面位移、热流和电流，与固体地球直接接触或把测量仪器直接安放于海底或者安放在钻孔中是非常必要的。对地震压力波动及地球重磁场的测量，我们能在移动船上进行，并且用这种方法收集空间信息要远比用海底传感器收集快得多。尽管通过飞机和卫星能更快速地测定重磁场且覆盖面积大，但其分辨率较低。随着测点与海底间距离的增加，地球物理特性小尺度变化的影响逐渐减小，以至于我们无力解决单个地质特征的问题。为了能够获得更好的构造细节，我们最好能够把测量仪器安放在海底或拖在海底之上，或者干脆安放在钻孔里面。

海洋地球物理学家所采用的测量方法与陆地上的有很多相似之处，例如海底热流传输率的大小主要取决于地温梯度和热传导。由于海底的热结构往往要比陆地上的稳定得多，所以这种测量在深海中确实是要显得更为直接一些。然而海洋环境却给地球物理学家提出了更为尖锐的问题。由于大部分的测量和试验是在相隔很远的区域中进行的，所以需要一个精确的全球覆盖的导航系统；如果连测点位置都不精确的话，那么测量得到的物理参数就会变得毫无意义。在移动船上进行重力测量时，所测得的总加速度里面包含了较大的外来加速度，我们必须加以剔除。当我们要对地磁场进行记录时，无论是在船上、潜艇上、飞机上还是卫星上，传感器必须远离记录平台的磁感应。当我们用压敏水听器探测地震波在海水中的传播过程时，观测是在诸如船震动或水运动引起的压力波动条件下进行的。自由漂浮的仪器也会由于风或流的作用而发生相应的漂移。由于仪器是浸没在海水中的，所以它要求特殊的数据记录和数据传输到海面的方式，并且在设计时也得考虑到要能经受得起外界的流体静压力、侵蚀、拖应力和便于在恶劣海况下投放和回收的结实手柄。同时我们也必须记住，海水是一种电介质，因而海底的电流、时变磁场和电场都会受到其传导率的影响。然而，虽然由于测量平台与海底之间传导性良好和

扰动的巨厚水层造成很多困难，但实际上在海洋中的许多地球物理测量往往要比陆地上的容易而且也要快一点。

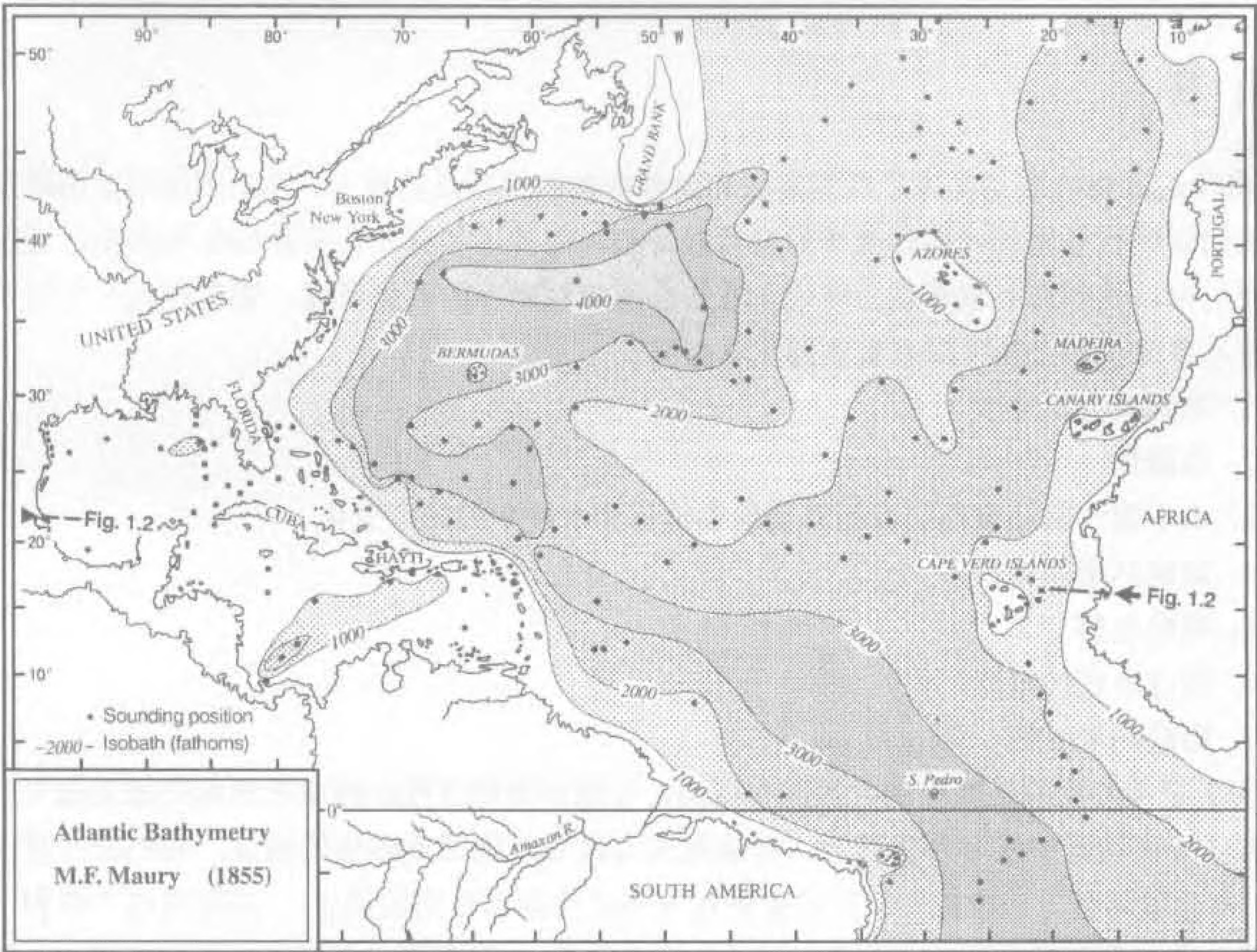


图 1.1　北大西洋水深图，据 1855 年 M.F.Maury 发表的图版重绘。水深线的单位是英浔(1000 英浔=1829m)。虽然单点回声测深的间距较大但还是较清楚地勾画出了大陆边缘、深海盆和大西洋中脊。图上 Maury 所用的地名现在仍保留着。

1.2 海底地貌：地球物理测量的框架

许多海洋地球物理测量关注的是海洋中主要地形形态的结构、起源和演化的调查与研究。最早对海底地形进行测量是在 18 世纪开始的水文测量和 19 世纪的海洋探险中采用的重锤单点水深测量。如图 1.1 和 1.2 是 1855 年 M.F.Maury 测量得到的墨西哥和西非之间的北大西洋水深图和测深剖面。虽然当时测得的深度点很少但已能清楚地揭示出毗邻大陆的浅台地、通往深海的陡坡、中大西洋的较浅区域及加勒比海边缘的深海沟。

图 1.3 给出了一个世纪后对该区应用电子测深技术得到的详细水深图，该图摘自 1984 年的世界大洋水深图（GEBCO）。它描绘了 Maury 测深图勾画的大尺度地形特征的复杂性。从图上可知有四种海底地形：

1. 大陆边缘；
2. 深海盆；

3. 大洋中脊；

4. 深海沟。

图 1.4-1.6 分别给出了这四种海底地形的剖面图。大陆边缘位于大陆和水深大于 3500-4000m 的海盆之间。邻近海岸区域而相对平坦的台地构成大陆架，其坡度十分平缓，平均约为 1:1000。陆架向外延伸到陆架坡折处，海底在此变陡，陆坡也开始于此。陆坡坡度平均约为 1：30，很少有 1：5 的坡度。但在海底峡谷处却发现了近垂直的坡度，如美国东部峡谷深深地切入了陆坡。在某些地区诸如佛罗里达和几内亚，深度为 800-1000m 的边缘海台位于陆架和陆坡之间。

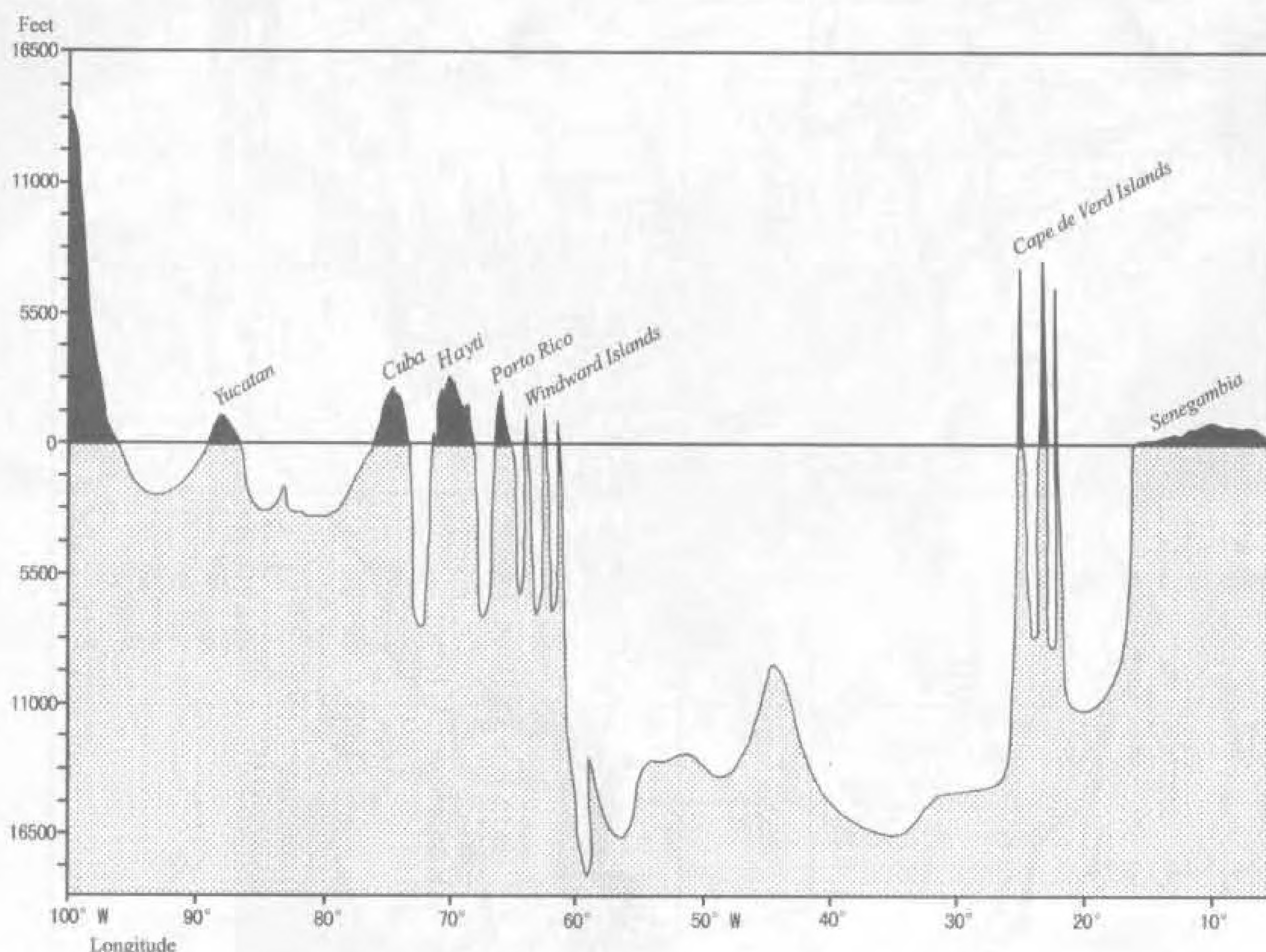


图 1.2　M. F. Maury 于 1855 年出版的墨西哥与西非间的测深剖面图。图上水深和陆地高程的单位是英尺（5500 英尺＝1676m；11000 英尺＝3353m；16500 英尺＝5029m）。剖面的具体位置见图 1.1 中的指示。图上所标地名是 Maury 当时所用的。

在北大西洋，陆坡延伸到水深 4000m 处。坡脚处出现陆隆，其平均坡度为 1：300。在一些地区，大的海山和海山群破坏了陆隆的平滑度，有一些海山岛如百慕大群岛、佛得角群岛、加那利群岛、马德拉群岛等都露出了海面。穿过该区的深海峡使海底局部变陡。在西北非和其它一些地区陆隆延伸了几百公里而在有些地区譬如佛罗里达、几内亚等地却缺失陆隆。在波多黎各及其相邻岛屿也同样缺失陆隆，但在这儿出现了另外一种重要的地形：即水深超过 7600m 的深海沟。该地形特征在图 1.2 Maury 绘制的剖面中就已经有所显示，这一点在用电子测深数据绘制的图（图 1.5）中看得更清楚。沿着大西洋边缘，陆隆和深海平原（地球表面面积最大的平坦地区）混在一块，这儿的平均坡度大约为 1:1000。

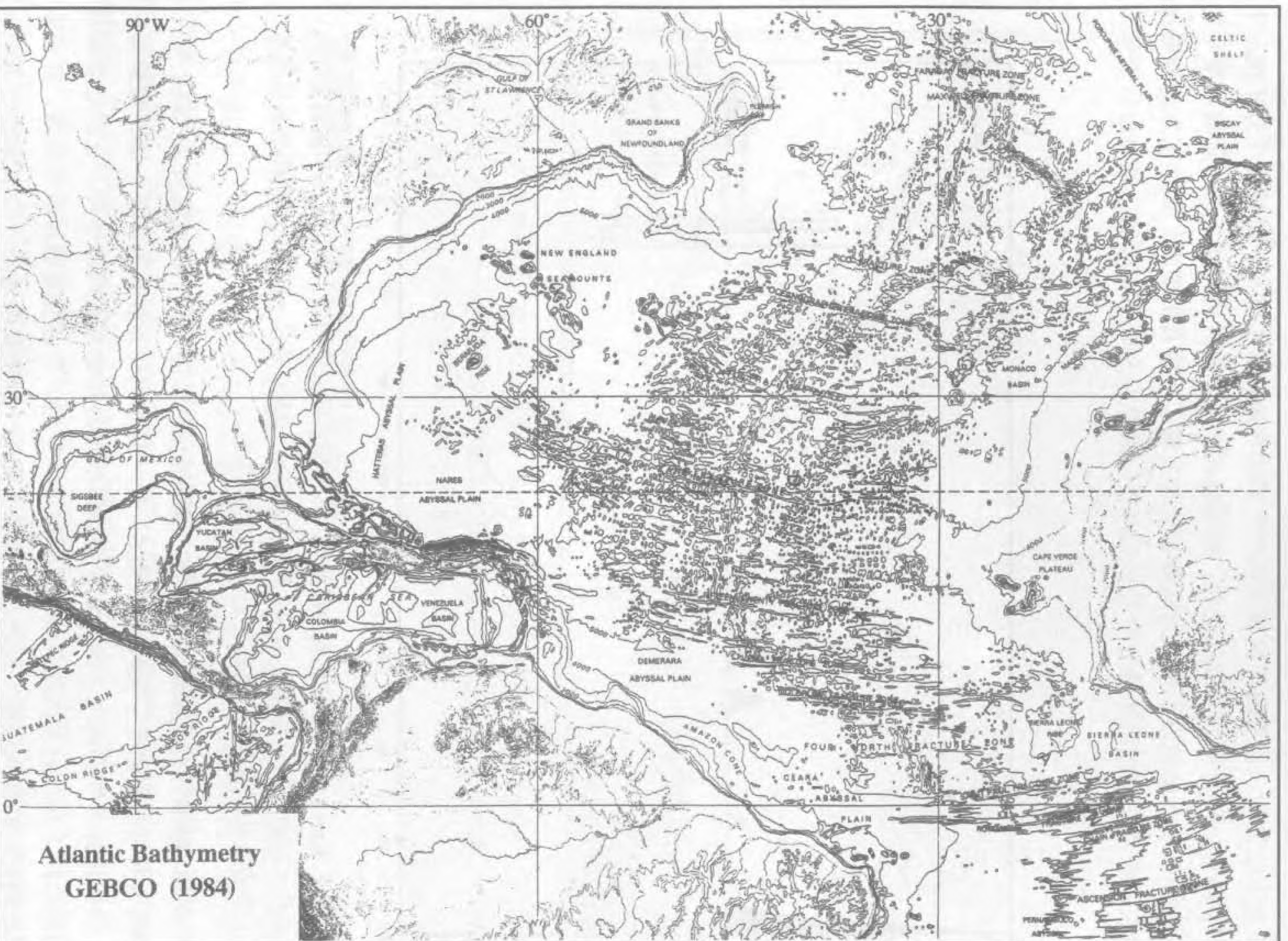


图 1.3 北大西洋的部分水深图，摘自 GEBCO。单位是米（加拿大水文测量局，1984）。

图 1.4 大西洋横穿马萨诸塞州与马撒葡萄园岛、直布罗陀之间的水深图(据 Heezen 等，1959)。经美国地质学会的允许后引用，版权归美国地质学会（1959)。

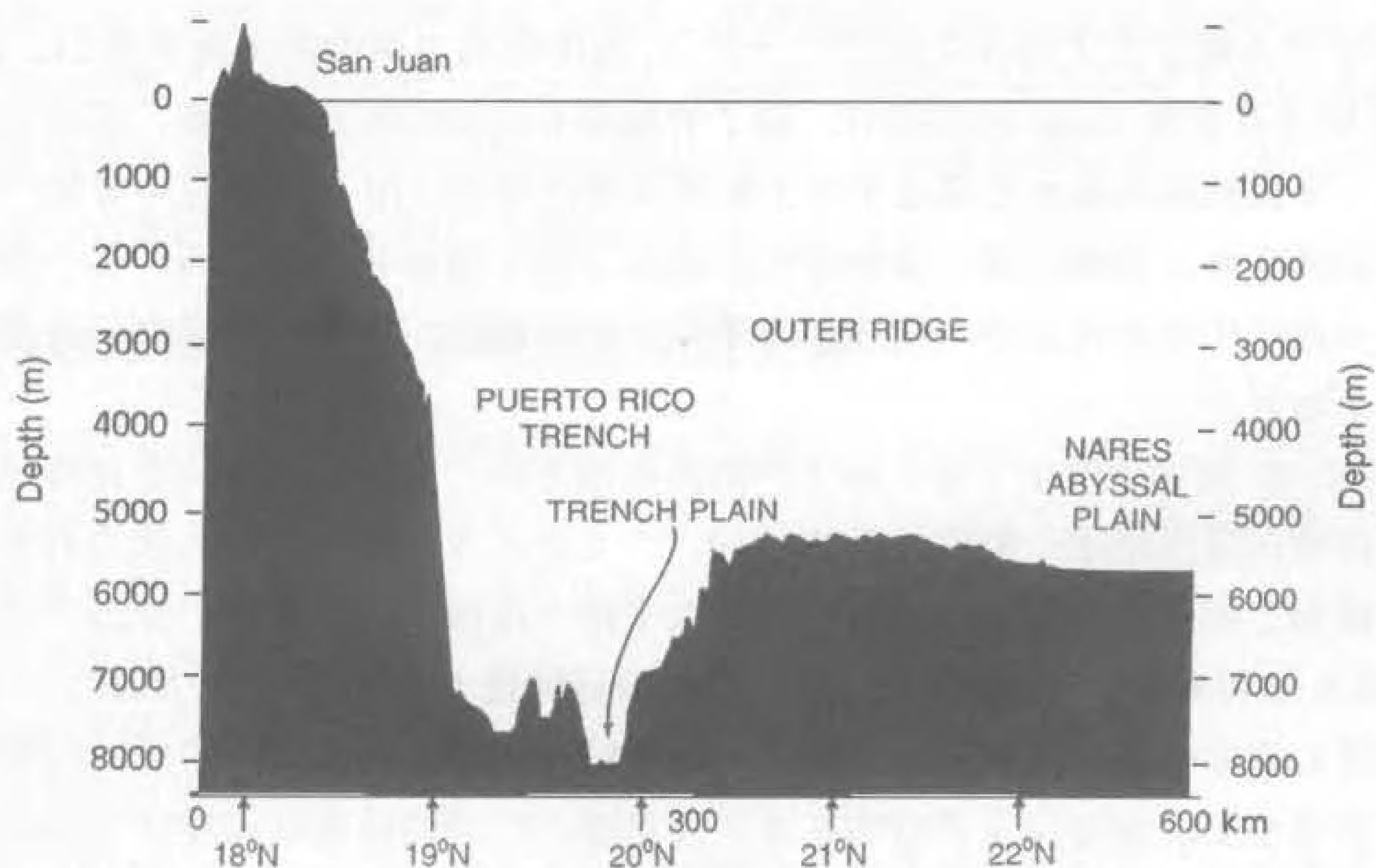


图 1.5 波多黎各海沟测深剖面图(据 Ewing 和 Heezen，1955)。经美国地质学会的允许后引用，版权归美国地质学会（1955)。

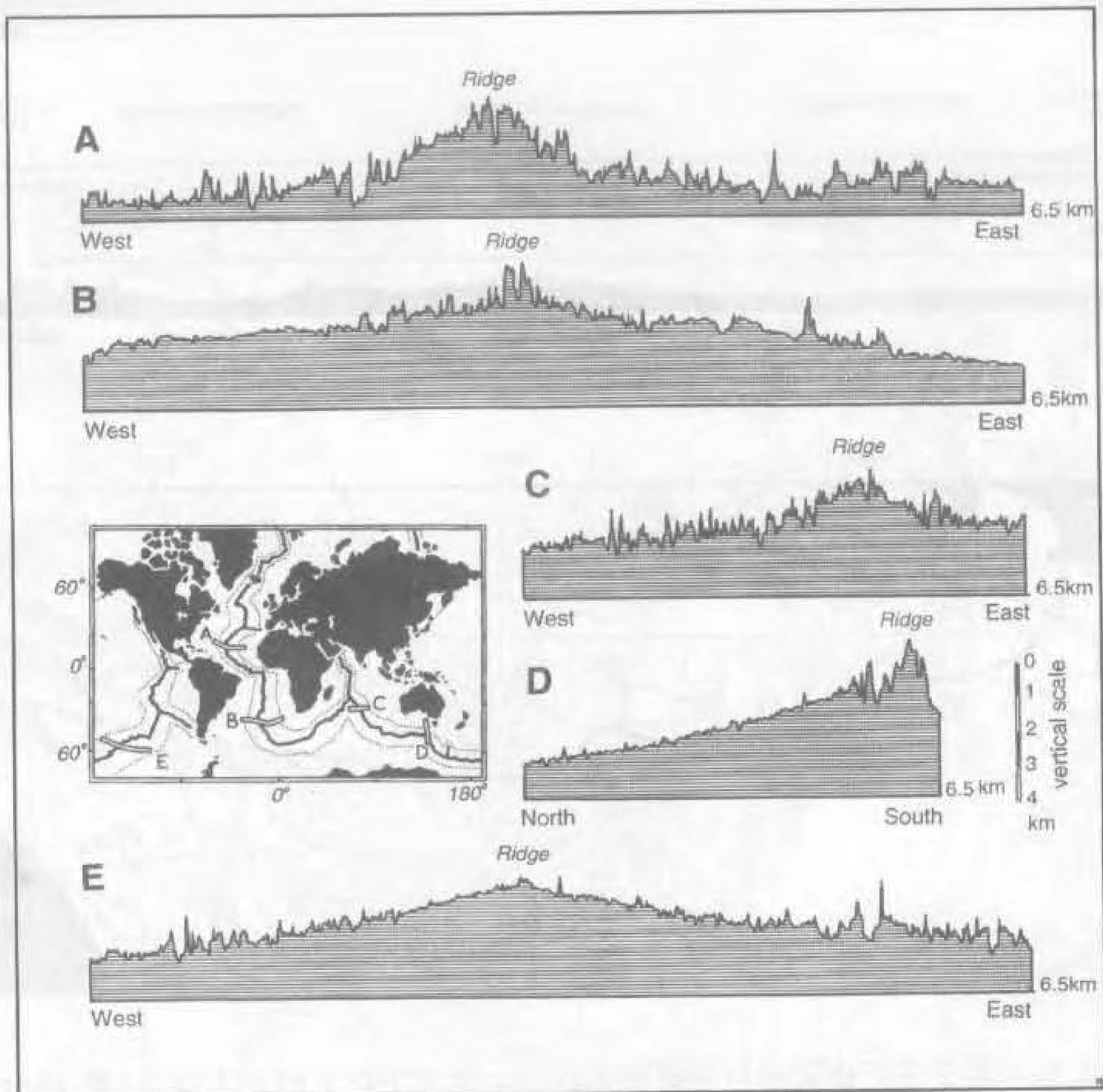


图 1.6 大洋中脊系统五个部分的测深剖面图（据 Heezen, 1962）

大西洋中脊占据了北大西洋中部的三分之一，该中脊高出两侧的深海平原 2km 以上（图 1.4 和 1.6）。在脊顶有宽约 50km 的深裂谷。除了脊轴被长的横切断裂带错断，表现为深峡谷和陡峭海脊以外，脊翼的地形基本上都是平行于脊顶呈线性排列（图 1.3）。在中脊的一些地方还分布着几个大的孤立海山和海山群，其中有些还高出了海平面如亚速尔群岛。在一些地区，宽的大洋隆起从大西洋中脊向外延伸，构成深海平原之间的隔障。位于大西洋赤道的塞拉里昂隆起就是这样一个地区。

图 1.7-1.10 简单地给出了世界四大洋的海底地形图。大西洋中脊向北延伸进入北极，向东进入印度洋并在这里形成一倒置的 Y 形结构，一支进入亚丁湾一支进入澳大利亚南部。在澳大利亚和南极洲之间的部分继续向南太平洋的太平洋—南极洋洋脊延伸，并进一步向东太平洋隆起延伸，进入加利福尼亚湾。洋脊系统的其他部分延伸进入东北太平洋。如图 1.6 沿着 8000km 长的洋脊系统的地形在各个地方有很大的不同，从崎岖的地形和大西洋中脊的裂轴部分到东太平洋隆起的平缓地形。深海沟主要分布在太平洋边缘。广袤的陆隆在印度洋北部的印度河和恒河河口处形成了一扇形构造（图 1.9）。印度洋也包含有几个显著的线性构造，如东经 90 度海岭和几个大高原（西部的塞舌尔滩和东部的布罗肯海脊）。跟大西洋相比较，深海平原并不是太平洋的主要地形，而海山链和长火山脊，如北太平洋的帝皇海山链，才是其主要的地形。

1.3 海洋地球物理学的发展

为了得到固体地球的一些信息，进行磁偏角，即罗盘指针与地理北极之间夹角的测量是船上地球物理测量的第一项任务。最早的世界海洋等偏图是由 Edmond Halley 在 1698-1701 四年间用海军舰艇 Paramore 号进行三次科学考察后于 1702 年发表的。作为以等值线形式发表的第一张地球物理测量成果图，它是当时在天文定位和地物目测不可能时进行航海的基础。然而磁偏角随时间而变化这一点是众所周知的。Halley 认为这与地球深部相对于其外壳向西旋转有关，这是动态行星的思想，至今仍为现代地磁学的核心思想。为了不断更新世界大洋等磁偏图，对海洋磁偏角的测定从 Halley 时代一直延续到本世纪，给人们提供很多关于地磁场长周期变化及其起源的信息。

在海洋上进行地球重力场的测量开始于 19 世纪后期 C.W.Siemens（1876）用重力测深计进行水深测量的实验。但由于其测量精度还不如使用铅锤测深的精度因而没有得到推广使用。第一个研究海底的重力测量实际上始于约 50 年以后，即 F.A.Vening Meinesz 于 1948 年在潜艇上用钟摆装置测定重力。他的精细测量揭示了与构造过程有关的洋底密度存在侧向变化。

在二十世纪 30 年代人们把陆地用的电法和地震法应用于海洋测量。C. Schlumberger、M.Schlumberger 和 E.G.Leonardon 为了能从电流差和势能差中得到基岩的深度，于 1934 年在离阿尔及利亚不远处海域使用了海底电缆。与此同时，M.Ewing、A.P.Crary 和 H.M.Rutherford 于 1937 年在美国东部的浅水区进行了开创性的地震测量；E.C.Bullard 和 T.F.Gaskell 于 1938 年在不列颠西南部的浅水区也进行了地震测量。通过测定水下爆破产生的弹性波的传播过程，来确定大陆架以下低速沉积厚层的位置，并为后来近海石油工业的发展奠定了基础。

二次世界大战后海洋地球物理学发展迅速。野外勘探调查已远超出近岸区进入深水区，甚至大洋。这彻底改变了我们对于整个地质过程、海底特性和我们所生活的这个星球演化的认识。同时它也明显改变了我们发现和开采海底资源的方法。下面我们详细讨论一下海洋地球物理学在近几年之所以会如此欣欣向荣的几个原因。

1.3.1 海洋地球物理学对全球地质的主要贡献

直到 20 世纪 50 年代我们对地球的演化史和组成还主要来自于对大陆的研究。以陆地为基础的研究给我们留下了许多无法回答的地质问题。其中主要有以下四个基本问题：

1. 从地质意义上来看大陆和大洋有什么不同？
2. 大洋是怎样形成的？
3. 洋盆的年龄究竟是多少？
4. 在整个地质历史时期洋盆及其边缘是怎样演化的？

早在 20 世纪初，F.B.Taylor 和 A.Wegener 就认为海洋是很年轻的，它是通过大陆地块的漂移分裂而形成的，其实这一想法最初的提出距今已有 2 个世纪(Romm,1994)。证据主要来自于对化石的研究、对岩石层序中气候指示的研究和对造山带结构的研究。除了少数几个以外，大多数地质学家认为大陆漂移理论没有说服力，也不能改变他们认为海洋形成于很早的地质历史

时期并且是固定的认识。20 世纪五、六十年代的地球物理学研究推翻了以往有关海陆演化史的思想。海洋调查结果清楚地说明海洋要比大陆年轻而且两者在结构上也有很大的不同。洋壳是通过火成作用形成的，在这儿，组成地球外壳的这些刚性块体或岩石圈板块发生分离。板块构造理论很好地概括了岩石圈板块的相互作用及其演化史。

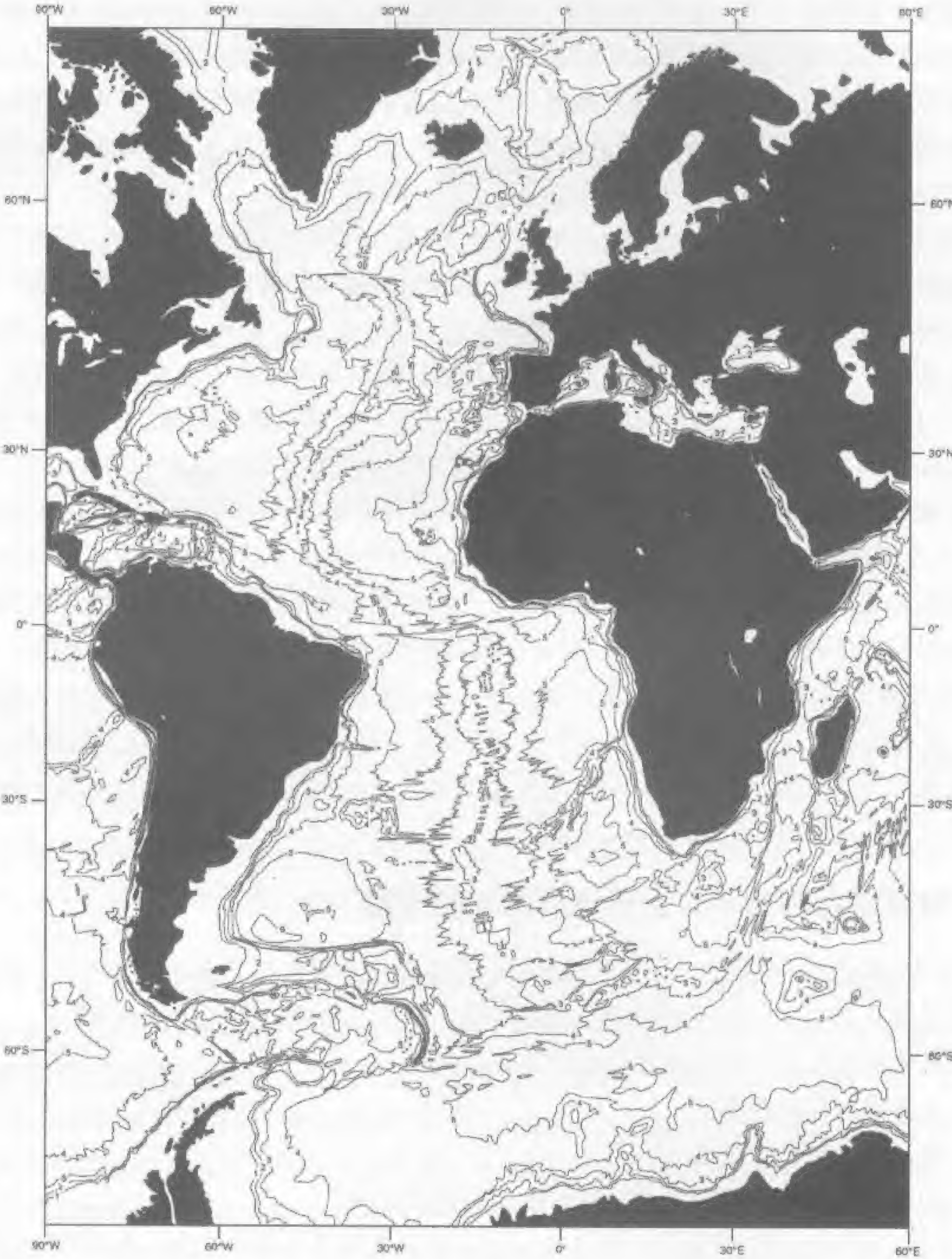


图 1.7 大西洋水深图，将 GEBCO 图简化后得到的(加拿大水文测量局，1984，水深线的单位是千米)。

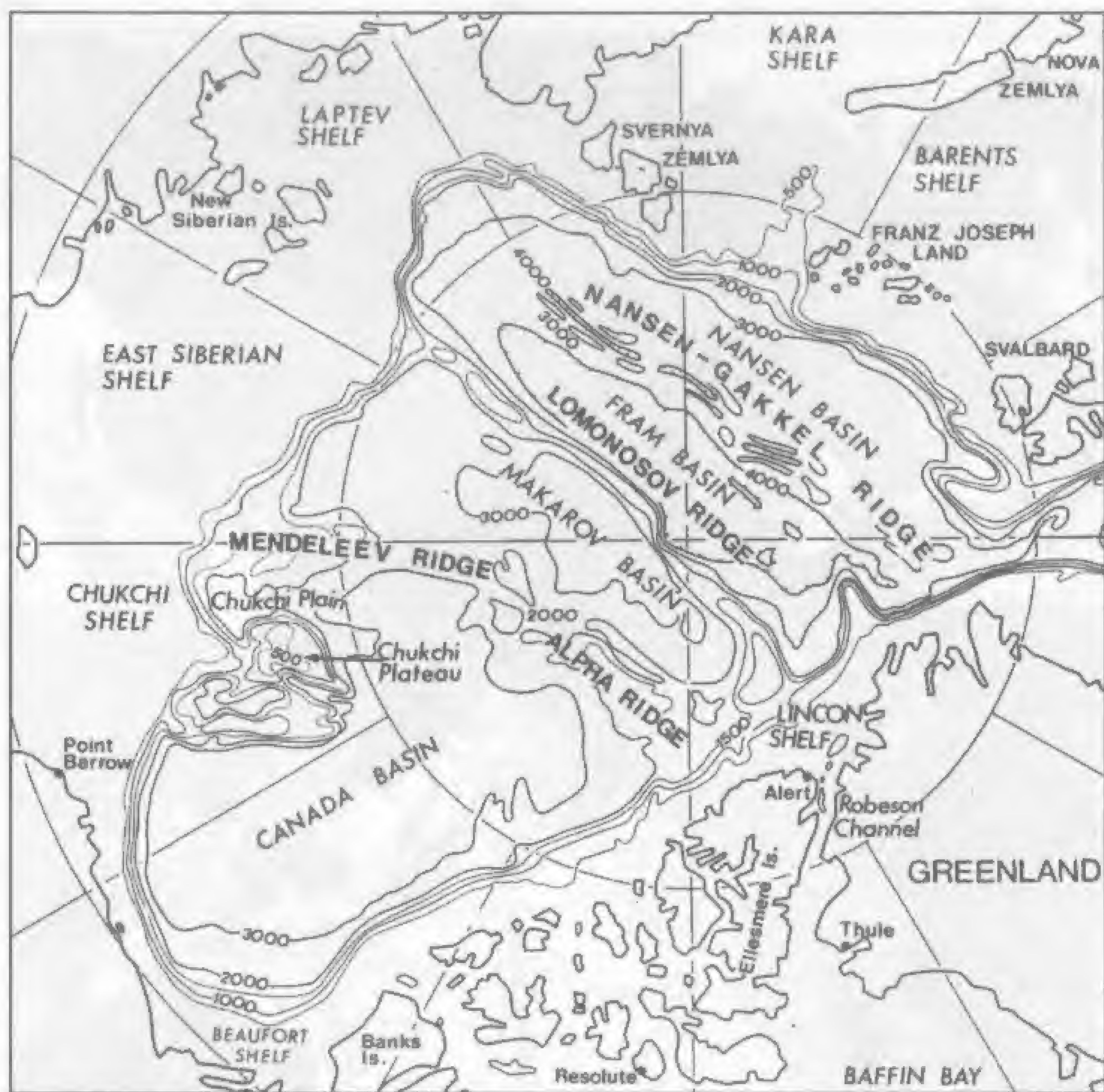


图 1.8　北冰洋水深图，单位是米（据 Weber 和 Sweeney，1990）。经美国地质学会的允许后引用，版权归美国地质学会（1990）。

1.3.2 对军事科学的影响

二战期间进行的军事性质的海洋研究，在 1945 年以后对地球物理学的发展产生了重要的影响。它为在敌对的海洋环境中进行地球物理测量提供了专门的技术和一些基本仪器设备。战争时期必需迅速改进探测潜艇和其它水下目标的技术。他们主要根据声波的检测和地磁场中的扰动，制造了一些海洋地球物理仪器，如高精度的地磁仪、水听器和可频繁进行水下爆破的仪器。为了扫除声学和磁性水雷，使其在安全的地方引爆，设计出拖曳式声源和产生高强度磁场的电缆。为着战术上的考虑，有必要很好地了解海洋中声波的传播过程，尤其是水层变化和海底特性对声传播的影响。1945 年以后，许多致力于这些问题研究的科学家纷纷进入了大学、研究所和勘探公司工作，更加开放的非军事生活环境给地球物理学的发展提供了巨大的推动力。在冷战时期海洋地球物理研究的军事目的更加突出，这主要体现在调查研究船只的提供和海底特性及起源研究的经费支撑上。来自军方的资助仍在继续，并且已经扩大公开以前保密的海洋信息，譬如水深测量数据、使用核潜艇进行极地研究和应用海底水听器阵列检测地震的发生(Langseth et al.,1994; Fox et al.,1995)。

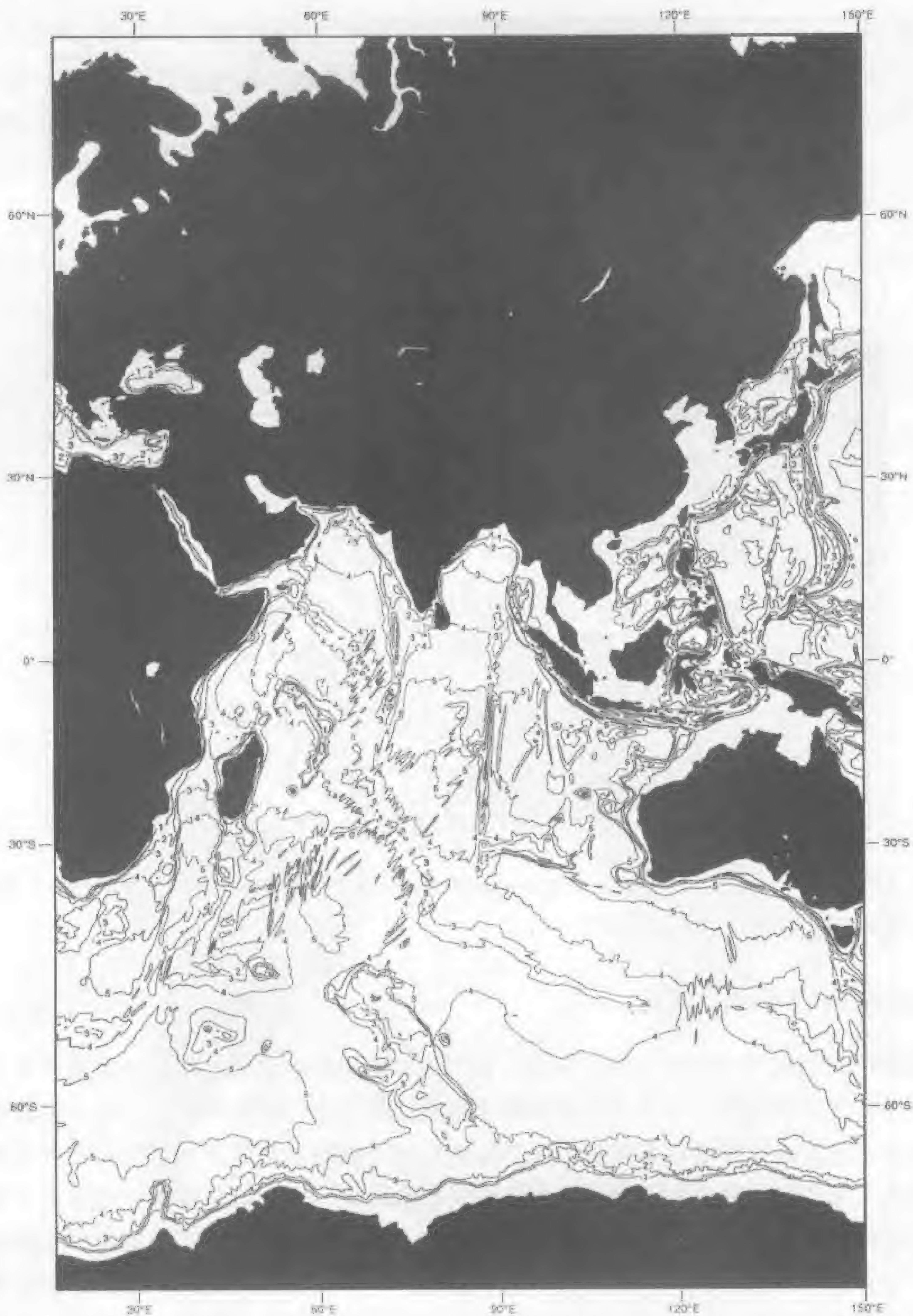


图 1.9 印度洋水深图，将 GEBCO 图简化后得到的（加拿大水文测量局，1984，水深线的单位是千米）。

1.3.3 石油和其它矿物资源的需求

随着战后工业的快速发展，为满足人类对石油和其它矿产资源需求的增加，早在 20 世纪 60 年代海洋地球物理学就得到快速发展。然而，值得我们重视的是许多海洋地球物理学的经济

利益的获得不是来自于特殊目的的调查而是来自于受好奇心驱使而进行的研究。世界上原油产量的20%多来自于近岸区（图1.11），据估计海洋中蕴藏着大约40%的未开发石油。二战后的一些年来海洋上商业性质的地球物理勘探主要局限于沿岸水域，如墨西哥湾附近地区。众所周知，陆地上的厚层产油沉积层序一直延伸到了大陆架。最初使用改装过的战时的地磁仪在飞机上进行地磁测量。由于沉积物的磁性要比下伏基岩的磁性小很多，所以与其它勘探方法相比，磁场空间变化提供了一种既快又便宜的技术，它能很好地评估发现含油沉积层的远景。到 20 世纪 60 年代早期每年都要飞行 800000 多公里的测线。同样，为探测低密度沉积盆地而设计了能安放于海底的仪器，这种仪器能进行地球重力场的点测。尽管观测速度很慢，但也已经探测到了很多诸如北海和美国东部的沉积盆地。

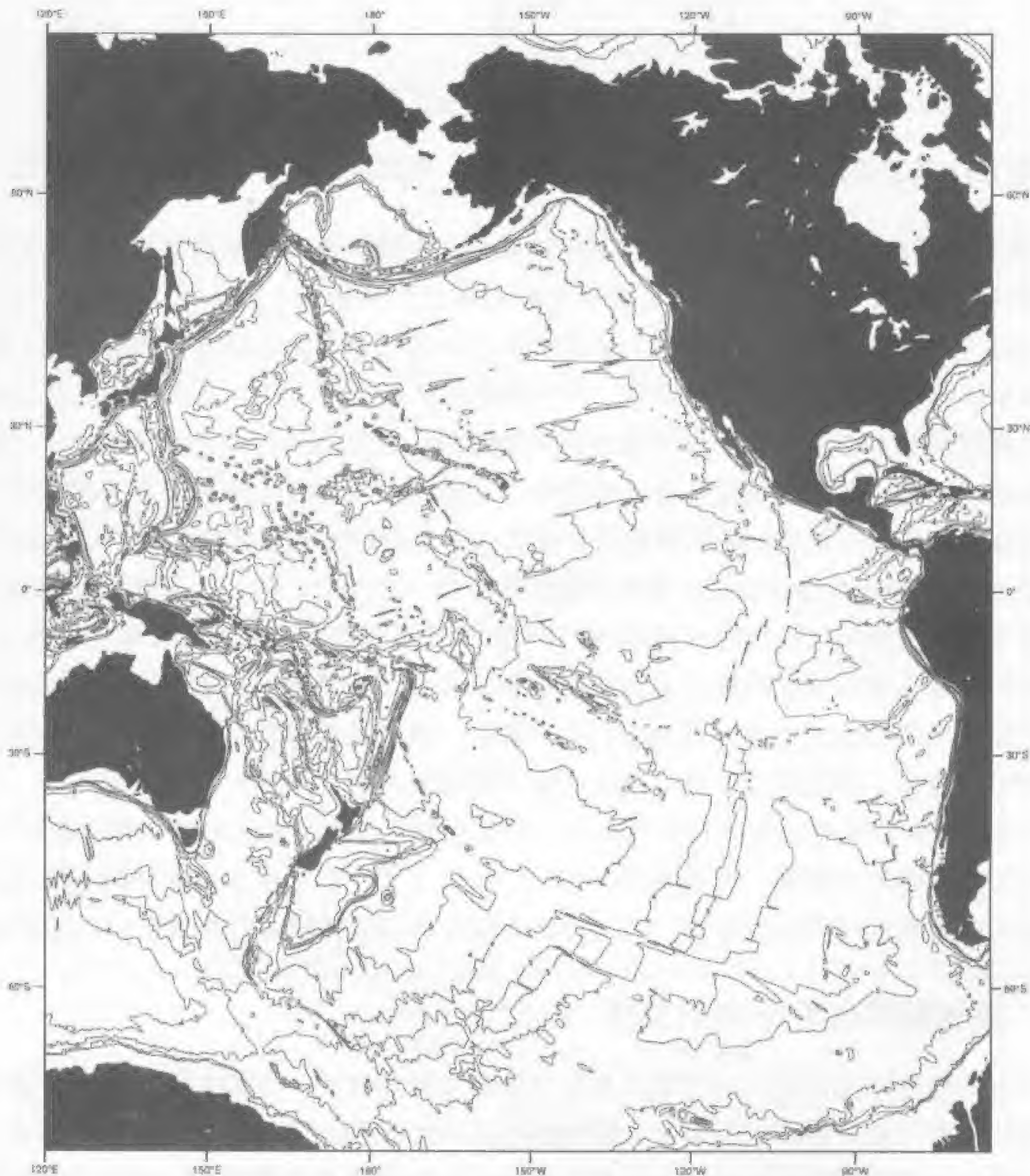


图1.10 太平洋水深图，将GEBCO图简化后得到的（加拿大水文测量局，1984，水深线的单位是千米）。



图 1.11 主要的近岸产油区（据 Cook 等，1992）。版权归 John Wiley&Sons 出版公司。

20 世纪 40 年代中期很多商业公司利用地震方法在墨西哥湾和加利福尼亚的浅水区域寻找油气资源(Sheriff & Geldart, 1995)。野外勘探技术几乎和陆地上的一样。据报道，在 1953 年大约有 100 个地震队在近岸工作。在记录每个炮点时为了保证海底地震接收器稳定，测量数据获取的速率非常慢。为了加快野外操作，并且将勘探扩展到深水区，必须把重点放在从行进船上获取地震剖面的方法上。目前海洋地球物理勘探在这方面已经取得了很大的进步，最初提供的是二维地震结构，最近则提供三维地震结构。海底几千米详细的地震图像不仅使我们发现了大量的石油，而且通过结合钻孔资料的研究使我们对大陆边缘的演化有了更进一步地了解。

非石油矿产资源的勘探只是近岸地球物理作业的一小部分。然而，在各类水深范围的研究大大促进了高分辨率地球物理技术的发展，这种技术能用于探测海底或近海底的精细地质构造。深海底的矿物资源包括铁锰结核、金属硫化物和富含铁、铜、锌、银和金的热液堆积等。在大陆架现已经应用海洋地球物理方法对砂石料、磷矿、热液矿床和含石英、锡、金、铂、钛和锆矿物的砂矿等进行了勘探调查。这些沉积矿床一般来说只有几米厚。从开采量来看，由沙子、砂砾和珊瑚、贝壳碎屑组成的砂石料是目前大陆架上最重要的非石油矿物资源。在 40 年前要进行深海开采几乎是不可能的，但目前在技术上已经可行了。由于很多勘探依赖于市场情况和专属经济区以外矿物勘探的法律条文，因而对商业勘探活动的评价常常会发生一定的变化。

1.3.4 调查船和其它平台的使用

海洋地球物理学的发展与调查船只和平台的使用密切相关，它们有效地扩大了调查范围、检测了新的仪器并且开展了新的实验。20 世纪五、六十年代由于政府对海洋调查的大力支持并且给了科学家充分的空间开展他们的研究，因而海洋地球物理学在这期间取得了前所未有的进步。战后大洋磁条带、热流和地震构造的发现对板块构造理论的发展起到了重要的作用。到了六、七十年代为了繁荣经济、发展科学，大量的多学科调查船、大洋钻探船（Glomar 挑战者号）

和商业地震勘探船开始执行任务。同时为了获得地球的重磁场和进行精确的导航定位，发射了好几颗卫星。用于海洋调查的仪器不仅用在上述这些平台上而且还用于破冰船、核潜艇、驳船、飞机、载人潜艇和遥控潜水器上。那些漂动的冰岛对于极区的研究是非常重要的。一般来说气垫船和 SWATH 船（小水线面双体船）主要用于浅水区的调查。诸如 USS Pargo 这样的核攻击潜艇对于基础研究非常有用。因为它们的运行速度是普通船的二倍以上，而且声学上是安静的，并不受海况和冰况的影响。

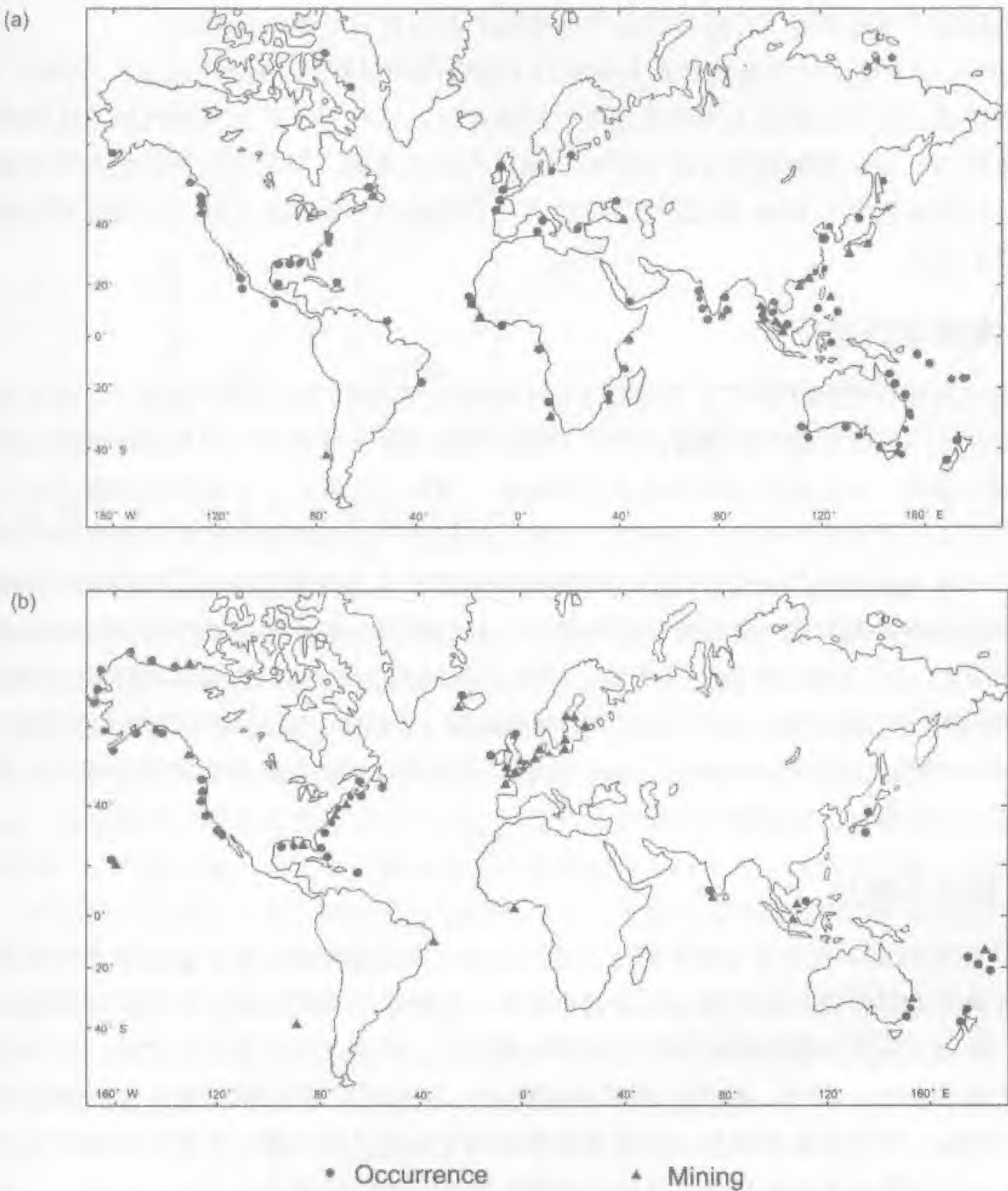


图 1.12 近岸矿产的赋存区和开采区分布：(a) 富含铬铁矿、石英、钛铁矿、磁铁矿、独居石、金红石、锡、铀、锆石的砂矿分布图（Packer, 1988）；(b) 沙子、砾石和碳酸钙沉积区分布图（Packer, 1988）（据 Cook 等，1992）。版权归 John Wiley&Sons 出版公司。

1.3.5 导航系统的发展

从地球物理勘探这个角度出发我们对海洋的认识主要依赖于精确的定位。在过去 40 年里导航技术上的巨大发展有利于改变海洋地球物理勘探的方式。它们大大促进了实验作业的发展，同时允许我们在远离大陆的地方进行详细的勘探。传统上船只的航行是通过天文定位或者是根据已知地物进行目视定位或者是用指南针定位。这些定位方法一直使用到 1945 年出现军事应用的电子导航系统为止。电子导航系统是基于无线电脉冲信号和连续无线电波传输基础上制成的，它大大地提高了导航精度，尤其是在那些远离海岸并且有云层覆盖的地区。

在 60 年代中期卫星传输信号首先被应用于调查船的导航(Talwani et al.,1966)。最初，运行于极轨道上的卫星能给大部分海域进行间歇定位。这些卫星后来又被同步卫星群替代了，它们是美国 GPS 导航系统和前苏联 GLONASS 导航系统的基础，当前这两种导航系统能进行连续定位并且其精度达到了 100m 甚至更好。同时几千米范围内的精确定位能由已知位置的海底声传输器网络上得到。

1.3.6 海洋学的国际化

尽管海洋地球物理学的许多发现是来自于研究组的活动，或是独立地进行，或是以松散合作的方式进行。但很多重大发现还是来自于国际间的合作，这是由它自身的性质决定的，它要求大范围的调查，不管是在空间域还是在时间域。国际合作促进了无数考察和新实验技术的开发、大洋区的研究和多学科的交叉研究。同时它也促进了数据存储和转换的研究网络中心的建立。1957－58 年的国际地球物理年会为提高地球物理学在地球科学中的重要性做了许多工作。尽管在国际地球物理年期间海底研究相对较少，但后来国际海洋地球物理勘探变得越来越受重视。包括 1962－63 年的国际印度洋考察、1963－70 年的上地幔计划、国际海洋十年研究计划、70 年代的国际岩石圈计划、1968－83 年的深海钻探（DSDP)、1984 年开始的大洋钻探（ODP）和 1988 年开始的大洋中脊（InterRidge）计划。在欧洲，MAST（海洋科学与工程）计划在研究大陆边缘时广泛使用了地球物理方法。

1.3.7 新技术概述

海洋地球物理学的发展主要依赖于仪器的进步。和其它科学一样，海洋地球物理学上的许多创新也来自于材料技术的发展。在无数贡献中，材料技术为我们提供了许多探测海洋环境的传感器、微电子装置、高性能计算机、地球轨道卫星、高强度的电缆和光纤缆，以及海底仪器使用的抗腐蚀合金、陶瓷、玻璃、塑料和部件等，以及远距离长期安置设备所需的先进电源(Lynch,1989)。用来测量重磁场、热流和地震结构空间变化的仪器，提供了研究海底的特性及其资源，以及导致大陆边缘和海洋盆地形成的地质过程的详细信息。

系统存储容量的增大和数据传输、处理及成图的加快对我们进行海量地球物理资料的收集、分配和分析产生了很大的影响。当前的计算机技术允许我们一旦得到海量数据就可进行处理和显示。同样也可通过互联网和其它网络相互交换数据(Menke et al.,1991)。20 世纪四、五十年代商业公司发明在录音磁性上或磁盘上以模拟或连续时间形式记录地震信号的方法。现

在采用了磁带记录，先用模拟信号的形式记录下来，然后再把它存储为离散的数字信号。尽管模拟信号记录仍用于数据质量监测，但大多数海洋地球物理观测资料都是以数字信号的形式记录的，因为数字信号记录系统的动态范围比较大而且易于分析处理， 可提高地球物理信号的质量。如图 1.13 形象地说明了自 1955 年以来计算机技术取得的巨大发展。目前很多地球物理计算都是在高性能的独立计算机和交互式工作站上进行的，保证了海量数据资料地顺利处理。

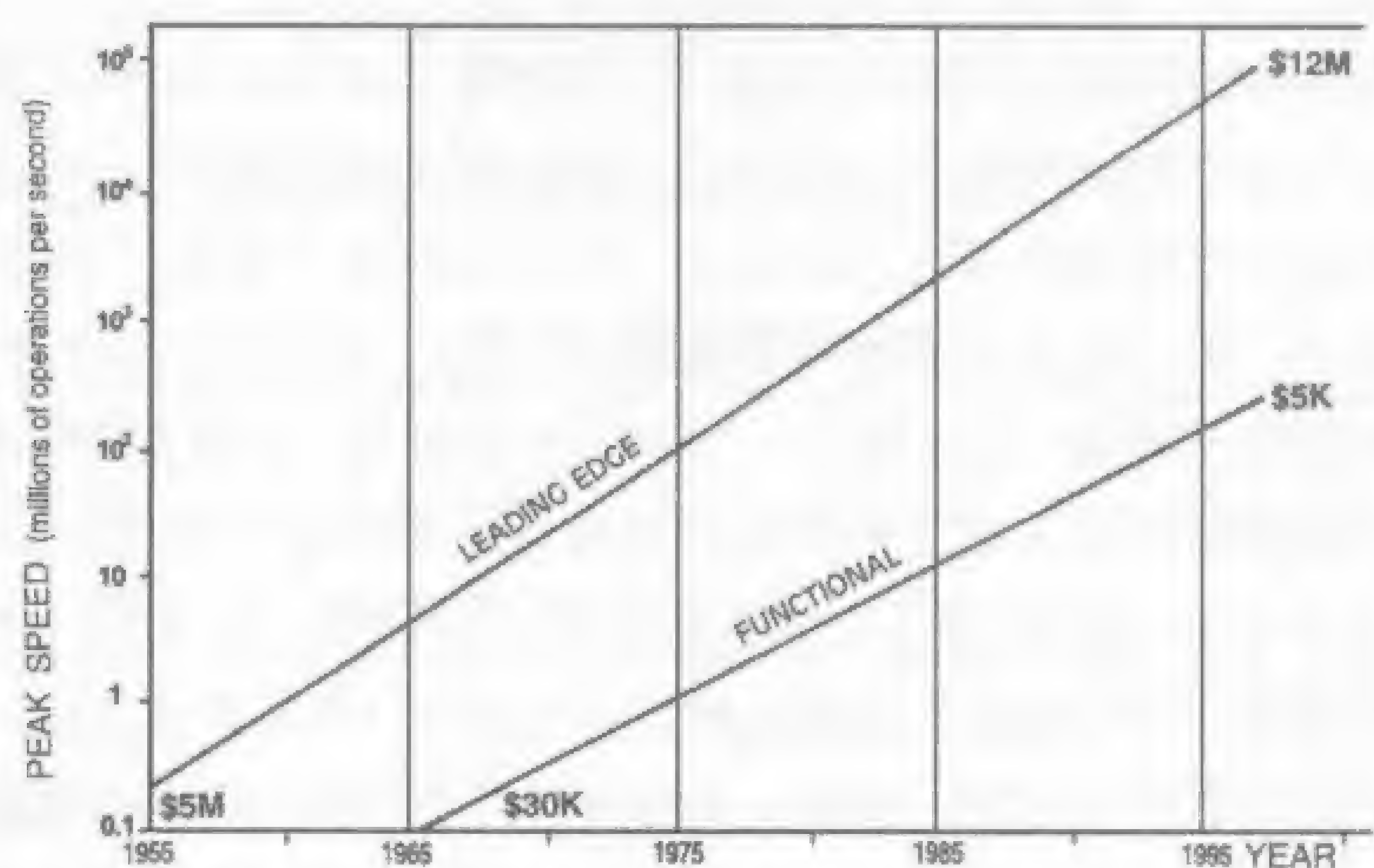


图 1.13 从 1955 年到 1995 年计算机的发展情况图。该图经美国地球物理学会允许后引用。

1.3.8 提高人类对海洋环境的影响意识

随着对海洋开发程度地加大，人们开始注意到了人类对近岸海洋环境产生的严重影响(Laughton, 1994)，这不仅体现在化学污染上而且还延伸到了很多领域，如海底扰动和地震勘探的高强度声波对海洋生物会产生有害影响(Richardson *et al.*, 1995)。在过去的 50 年里海底产油区已经从近岸水域逐渐延伸到了大陆坡。在 50 年代一般都在水深几米的地方采集油气，现在发展到在巴西和美国南部水深超过 1000m 的海域开采油气，而在墨西哥湾的勘探井水深却超过了 2200m。高分辨率声呐和地震技术对于确定可能的灾害具有重要的作用，灾害可以崩裂和毁坏海底装置，并严重污染大片水域。地质灾害主要包括含气沉积层中的浅层气囊、冲刷（性）通道、边坡的坍塌和断层等等。同时地球物理勘探技术也被用于寻找铺设电信电缆的安全路线和诸如沉船及考古地址等非地质构造的调查上。

废弃物安全处理是当前社会的一大问题。据估计世界人口将由 90 年代中期的 58 亿增加到 2020 年的 79 亿，到了 2050 年将会有 100 亿的人口(United Nations, 1995;Lutz *et al.*, 1997)。如果一直维持当前生活水准的话，这样的人口暴涨将给我们的废物处理带来严峻考验。长期以来海底作为城市和工业废物的主要倾废区，但环境的恶化迫使我们去研究曾用过的倾废区和具有倾废潜力的区域。例如将核电站、推进装置和核武器产生的高放射性废物置于大洋底的设想等，推动了仪器和高分辨率地球物理技术的发展，以便检验洋底物理性质和环境的稳定性。海洋石油平台的退役和它们在海洋中的可能处置也同样促进了地球物理技术的发展。

第二章 海洋定位方法

2.1 引 言

为了搞清海洋地球物理测量结果的地质意义，必须要与具体的地理位置联系起来。在早期，船只主要是通过对日月星辰的观测进行导航定位，除非船只离岸很近，可以依据陆标来定位。天文观测得到的瞬时定位误差通常可达 1km 以上，在长时间阴天情况下甚至会超过 10km。在海底地势起伏较大的地方，船只航线交汇处水深测量的不同，显然说明导航的不成功。虽然这种重叠误差可以通过航线校正得到一定的减小，但对于许多测量，尤其是有关地球重力场的测量，不精确定位在简化原始测量结果并建立适合反演海底结构的模型计算方面将产生巨大误差。

随着无线电定位系统和水声测量定位系统的发展、卫星的广泛使用以及战争的需要，近海定位技术得到了迅速发展。现代化定位系统的精度已达到了 100m 甚至更好，它不仅在地球物理方面而且在整个海洋科学界产生了重大影响。在我们讨论应用于海洋地球物理测量的定位方法之前，我们先回顾一下几种主要的定位方法。表 2.1 已详细列出了这些方法。

2.2 无线电定位技术

2.2.1 引言

无线电定位系统可以分为两种：一种是通过测定船只与已知地理坐标的发射器之间的电磁波走时来定位，另一种是通过测定数个固定发射站连续发送的电磁波的相位差来定位（Ingham, 1975）。如果传播路径的方位角能用定向天线测到，相对于固定点的位置便可以从脉冲波的传播时间和无线电波的速度(空中为～299650km/s)来确定，这就是船用雷达的原理。同时也可通过测定固定天线向各个方向发射的电磁波的传播时间来定位。如图 2.1 假设 A、B、C 为三个岸台，它们同时向外发射脉冲波，其信号均由船在 V 处接收，这样通过传播时间便可确定 V 点距离 A、B、C 三个岸台分别为 6km、4km 和 5km，所以 V 点就可以从三个射程圆的交点上唯一确定。

同样也可通过测定数个固定发射台同时发射的脉冲波的到达时差来定位。如图 2.2a，D、E 为两个海岸发射台。沿着以 D、E 为焦点的双曲线轨迹上的各点相对于 D、E 具有相等的距离差或脉冲旅时差。假定船位于双曲线 DE7 上的某处 V 点。为了确定船只在这条线上的位置需引入第三个发射点 F（如图 2.2b）。假定从 D、F 点发射的脉冲波差距将确定船只置于双曲线 DF2 上；则 DE7 和 DF2 的交点就是船只的位置，并且两者之间的交角越接近于 90 度其精度就越高。同样也可以利用 E、F 的脉冲波信号来定位，这里为清晰起见，略掉了另外的双曲线。

海上定位也可以利用连续波传输，通过比较同步发射站的信号相位来确定。如图 2.3a，假设从 G、H 天线分别发射相同波长为 λ 的正弦波，在 GH 连线的中点处两束波的相位一致。过 M

点的垂直平分线 GH5 上所有点接收到的信号也是同相位的。在 GH 连线上再取另一点 N 并使 $MN=\lambda/2$，使两种信号在 N 点上的相位差是 0。如果船 V 从 N 点开始向外移动，若要保持零相位差，那它的轨迹就一定是双曲线 GH6。如果 V 移动时满足 $VG-VH=n\lambda$（这里 n 可为 0、正负整数），它必将顺着以 G、H 为焦点的双曲线簇移动。在零相位差之间的区域即为航线。当加入第三个发射点 I 后也可以绘出相似的双曲线组 G-I 和 H-I，在图 2.3b 中只包括了部分双曲线，船 V 位于 GH6 和 GI4 的交点上，通过比较从 G、H、I 发出的信号的相位差，从三套双曲线坐标中就可确定其位置。

脉冲波和连续波定位系统通常按照传播频率来划分（表 2.1）。

表 2.1 定位系统列表

电磁波定位			卫星定位	惯性定位	声呐定位
低频 (10-300kHz)	中频 (1.5-5MHz)	高频 (200-12000MHz)			
罗兰-C 系统	Racal Hyperfix	Radar	美国海军子午仪卫星导航定位系统	船用惯性导航定位系统 (SINS)	多普勒声呐
Chayka	Racal-Decca Hi-Fix6	肖兰/XR-肖兰系统			海底声学应答器
奥米伽系统		Sercel Syledis	Tsikada		
Alpha		Hydrodist	全球定位系统 GPS/Navstar GPS		
台卡系统					
脉冲/8 脉冲/8-II 系统		Autotape	GLONASS		
TORAN		Trisponders	差分 GPS(如: Racal SkyFix)		
		RPS Racal Micro-Fix			

2.2.2 高频系统

传统的船用雷达工作频段是 S 波段 1650-5200MHz 或 X 波段 5200-11900MHz，它主要通过测定旋转定向天线和已知方位目标物之间的脉冲波的传输时间来定位（Lownsborough 和 Calcutt, 1993）。它的量程受地球曲率的影响，特别是当使用高分辨率的 X 波段雷达时，由于反向散射或波涛汹涌的海面和降雨引起的“喧闹”，其测量范围会大大降低。在离岸线几千米之内所做的许多早期地球物理勘探都是用雷达来定位的，其概略精度可达 50m 或更小。当要对海山及洋脊进行详细研究时须把雷达固定在远离滑坡区的锚系浮标上（如图 2.4）。结合天文或其它定位系统得到的测距和方向能获得每个雷达定位的地理位置。为了增加目标强度，在浮标上安

装几组金属角形反射器或装备应答器，使船上能够收到一个放大的雷达脉冲波信号。尽管其测量范围可超过 20km，但该技术却有一个很大的局限性。即为了避免电缆过分拉张，锚系电缆至少要比水深长 10%，因此定位误差常因浮标随着变幻的风海流的运动而产生（如图 2.4）。在恶劣海况时，浮标还会拖动锚系装置。

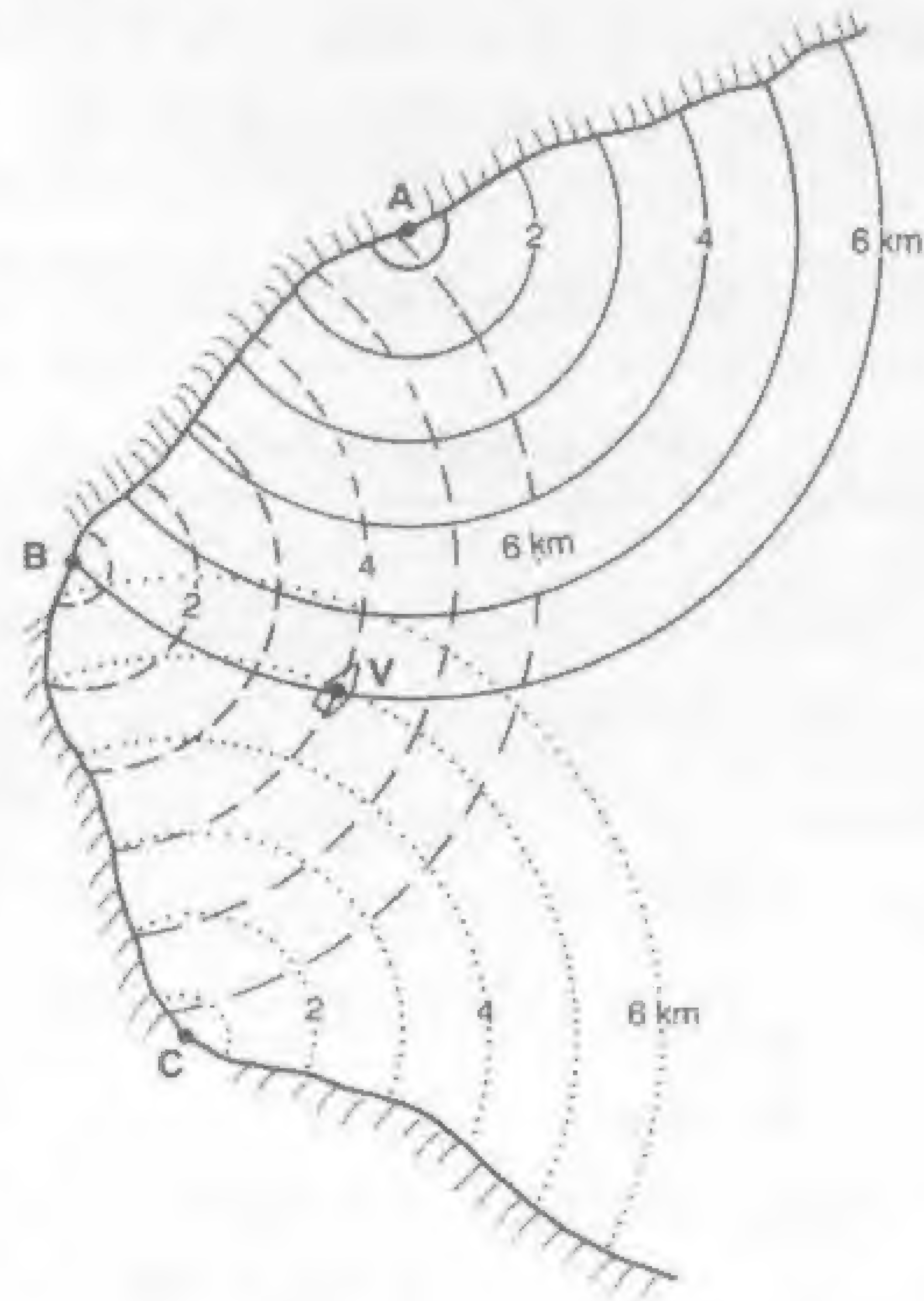


图 2.1 利用船 V 与岸台 A、B、C 之间的无线电波传输时间来定位的无线电定位方法示意图

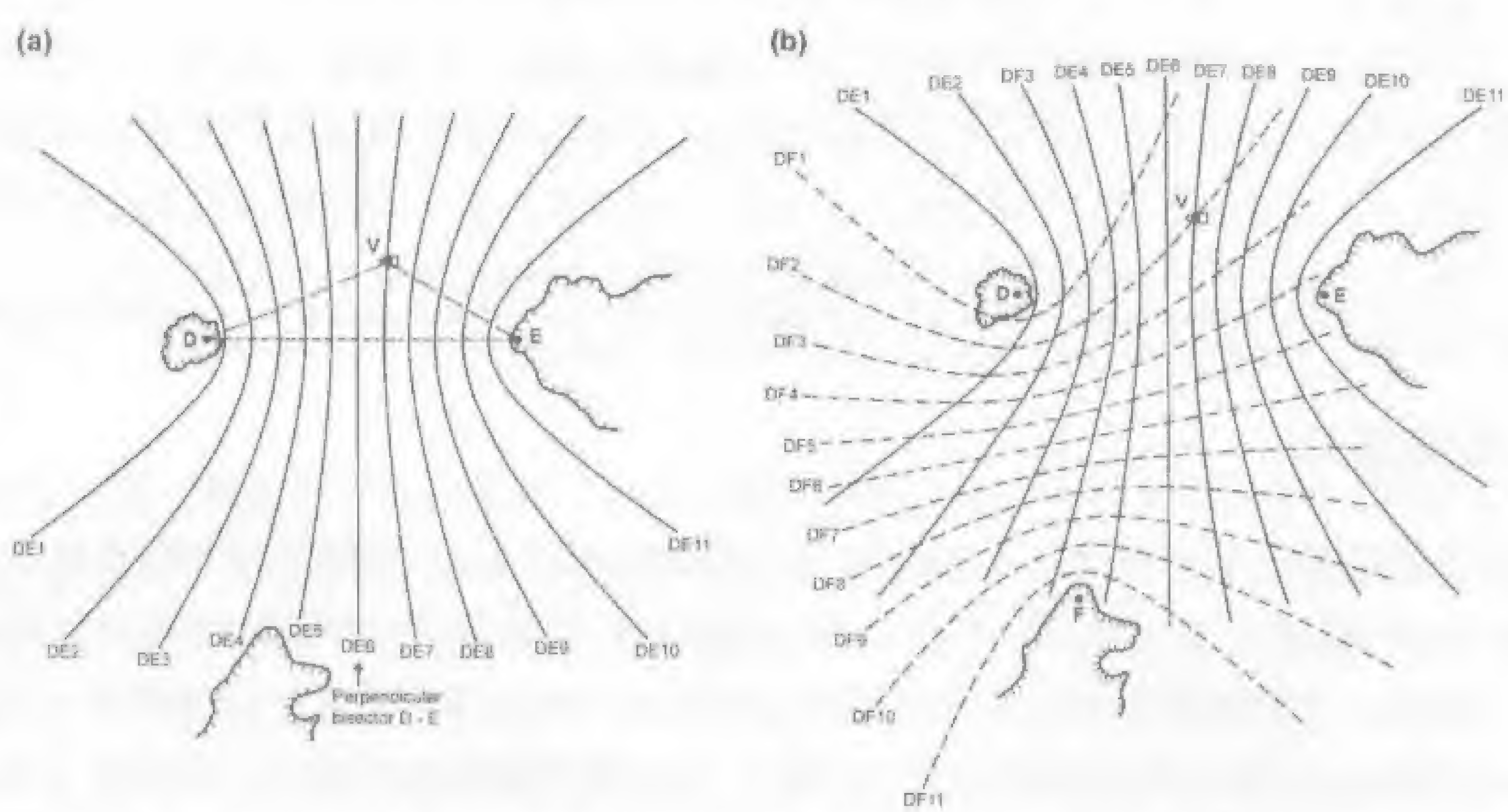


图 2.2 利用固定发射台发射的脉冲波到达时间差来定位的无线电定位方法示意图。(a)通过接收来自 D、E 发射台的脉冲波信号得到船 V 位于双曲线 DE7 上；(b)引入第三个发射台 F，得到船 V 位于双曲线 DE7 和 DF2 的交点。

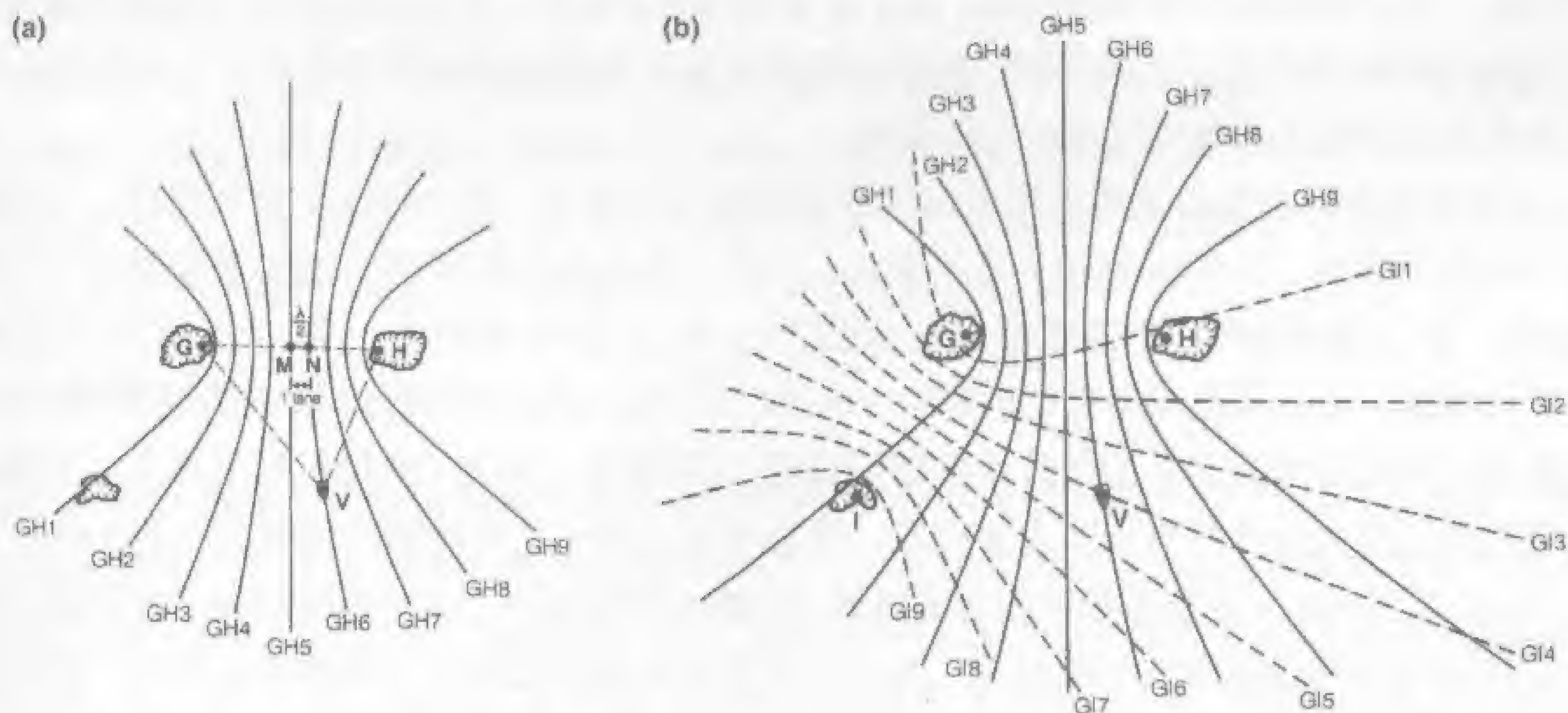


图 2.3 连续波无线电定位方法示意图。(a)两个发射台同时发射波长为λ的正弦无线电波，并且在连线 GH 的中点 M 处两束波同相。两束波在 GH 的垂直平分线 GH5 上各点和通过 N 点(MN =0.5λ）的双曲线的相位差也都为零。如图标出了其它的零相位差的双曲线。船 V 位于双曲线 GH6 上。(b)引入了第三个发射台 I，得到船 V 位于双曲线 GH6 和 GI4 的交点。

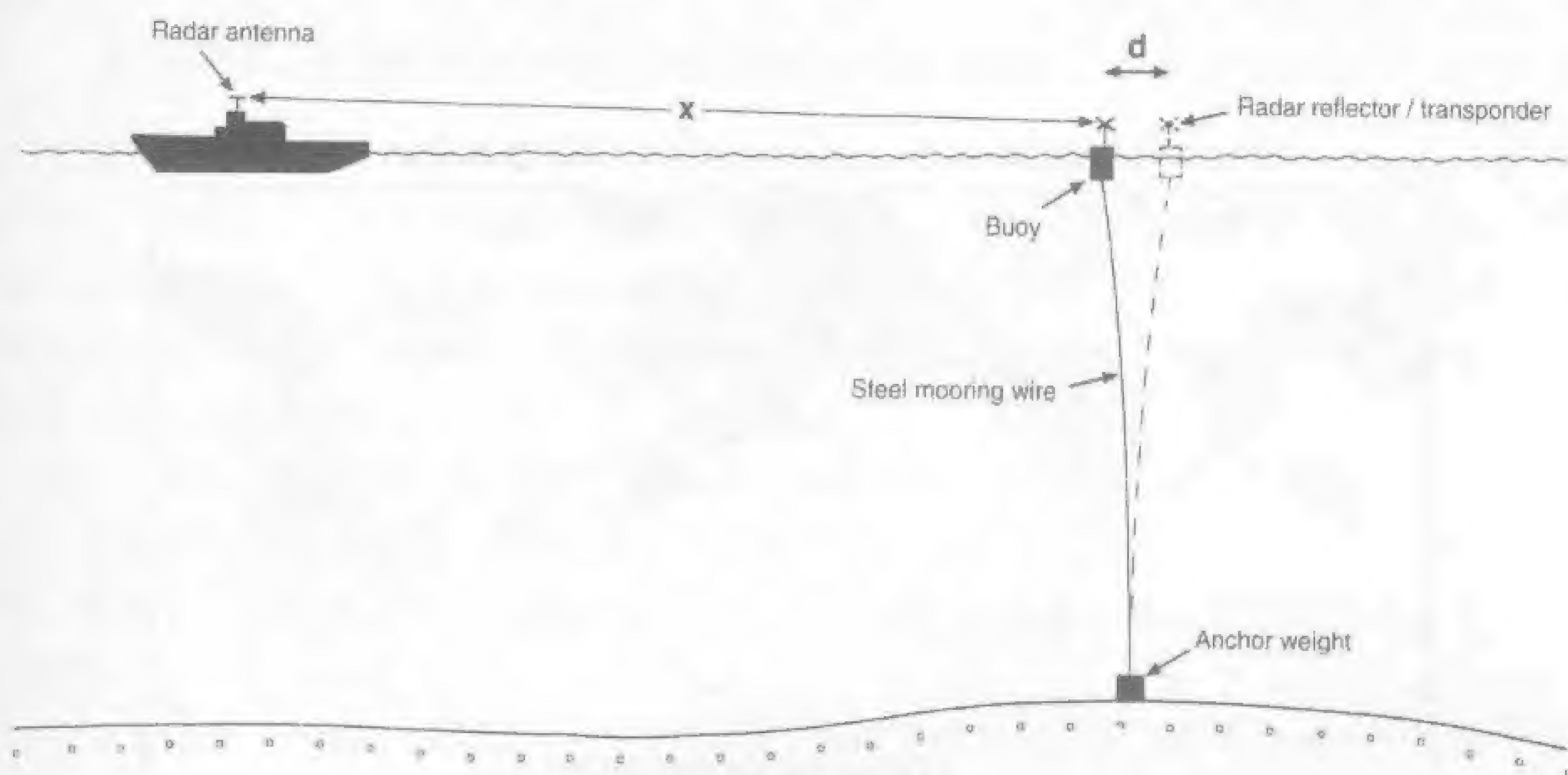


图 2.4 船只的浮标定位示意图。船用雷达能获得相对于浮标的距离 x 及其方向。受风海流影响产生浮标的侧向偏移是该方法定位的主要误差源(据 Robertson, 1990)，经 Klumwer 学术出版社的允许后引用。

目前海洋地球物理测量最常用的高频电磁波系统的工作波段是 200MHz-12GHz，该系统基于固定的发射器。它们的最大测量范围大约相当于直视无线电定位系统的三倍即$10.9\left(\sqrt{h_1}+\sqrt{h_2}\right)$，这里$h_1$和$h_2$是活动天线和固定台站的高度（单位是米）。接收到直视范围之外的无线电信号是

大气折射、绕射和散射等影响的结果。由于在某些地区如热带，空气能形成一个低层位波导，所以在此处高频系统能进行远程传播。高频波段的导航定位系统不会受电离层天空电波的影响，也不会受传播路径上大地电导率波动的影响。

大量的高频脉冲发射系统应用于海洋地球物理海上作业，有一些至今仍在使用。二战期间为了发展航空事业，人们研制成了肖兰系统，它是一种近程定位系统，由船置发射器和几个岸台组成。它一接收到脉冲信号就立即返回一个放大信号到船上。肖兰系统的常用频率（220-400MHz）要比普通船用雷达的频率（3-10GHz）低，可提供周围约 80km 左右物体的位置。肖兰系统可通过时间分享系统同时被多艘船使用。XR 型肖兰系统（测程扩展型肖兰）主要由定向天线和可以放大信号的前置放大器组成，是为离岸 100km 之外范围的详细定位设计的。

Sercel Syledis 定位系统发射的是 420-450MHz 的频率波。这种系统已被广泛应用于海岸带和近岸油气田的精确地球物理调查，在这些地方安放在固定钻孔上的测站台增加了岸基的发射机数量，其精度可达到 5m 甚至更好。通过分时系统还允许几艘船只同时使用一套 Syledis 信标阵列。当几艘船在测距模式使用中继站发射的脉冲波进行定位时，该系统可在双曲线模式下无限制地运作。

便携式脉冲转发器发射的频率要比肖兰和 Syledis 系统的都高。例如：Hydrodist 和 Autotape 发射的频率大约为 3 GHz，Trisponders 和 RPS 发射的频率约为 9.5 GHz， Racal Micro-Fix 发射的频率为 5.48GHz。Racal Micro-Fix 定位的范围可达 80km 左右，其定位精度可达±1m。Trisponders 多用于大陆架调查以及进行多船地震作业时测量船只间的距离。

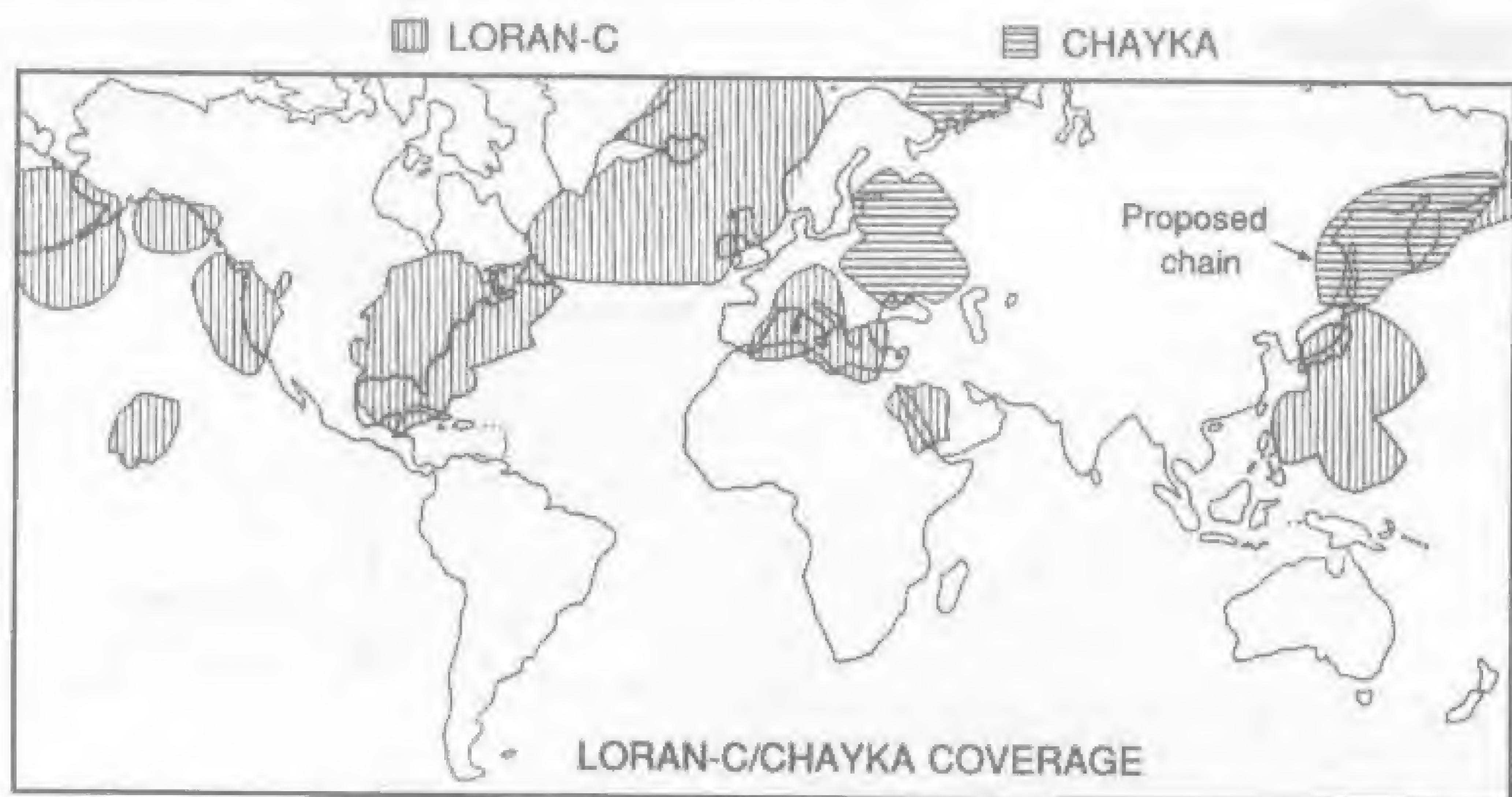


图 2.5 罗兰—C 系统和 Chayka 系统覆盖区，其定位精度达到了 500m，有 95%的可信度(据 Ackroyd and Lorimer, 1994)。

2.2.3 中频系统

中频系统的发射频率大约为 1.5-5MHz，覆盖范围约 800km，在双曲线模式下这种系统能为许多船只使用；但在测距模式下会受分时序列时槽有效范围的限制。当然我们也可使用一个混

合系统使一些船只使用测距模式，而另外一些船只使用双曲线模式。

例如 Racal hyperfix 和俄罗斯的 Bras-5 Rs-10 就是中频系统。Hyperfix 的发射频率在 1.6-3.4MHz 之间，其白天的最大测距约为 700km，夜间的最大测距约为 300km，定位精度每条航道可达 0.0001，即相当于 1m。如果在双曲线网格中再发射第二个频率信号便可确定航道。Hi-Fix 6 系统发射的是 2MHz 左右的连续波，其定位精度可达 2m。

2.2.4 低频系统

10-300kHz 波段的低频信号通常被用于距离陆地 1000km 以上船只的导航定位，精度一般在 0.5-4.0km 之间。于 1958 年投入使用的美国的罗兰-C 系统和俄国的 Chayka 系统使用的都是从岸台同时发射的编码式连续脉冲波信号。船上接收器利用信号到达的时间差异在参考双曲线网格中进行定位(如图 2.3)。编码式罗兰-C 系统的中心频率为 100kHz，信号传播时间均由原子钟控制。图 2.5 给出了罗兰-C 系统和 Chayka 系统的覆盖地区。

每个罗兰台链，由一个主台和若干个副台（通常为 4 个）组成，各个副台之间相隔约为 2000km，副台与主台之间具有恒定的时差。由于罗兰－C 系统发射的信号是脉冲波，所以不象连续波系统那样易受天波干扰。在距岸 2000km 以外，移动接收器要么直接接收岸上的地波信号，要么接收经电离层一次或多次反射后的天波信号。系统的定位精度在几百公里以内可达 400m，而在 2000km 处约为 4km。天波信号的测距范围大约白天为 4500km，晚上为 5500km，精度一般不小于 3-4km。

在编码式脉冲序列内通过单个循环的相位匹配，在 1500km 或以上范围内的定位精度为 100-300m。要想进一步提高该系统的定位精度需让罗兰-C 系统采用差分模式，根据波速的变化来进行相位偏移校正。信号是由一固定接收器记录的，此接收器位于工区的几百公里范围之内。参考点的地理位置与罗兰系统所获得的位置之间的偏差就能给出用当地波进行相位偏移校正的补偿值。这时定位精度可好于 50m。

Racal 脉冲/8 系统的工作频率为 100kHz，该系统和后来出现的脉冲/8-Ⅱ系统用的都是与罗兰-C 相似的脉冲传输系统，是罗兰－C 系统的发展，现在多应用于高分辨率的大陆架调查与研究。脉冲/8-Ⅱ系统在 800km 距离的定位精度为 7-10m。该系统已被北海及东南亚海域的一些油田使用。

台卡系统是一种基于低频段连续波的双曲线导航定位系统。西北欧和日本已经使用了台卡台链。该系统的工作频率为 70-130kHz，沿联结两个发射台的基线上，其中心频率可给出 1.5km 宽的航道。白天的最大测距为 800km，晚上的最大测距为 400km，要比罗兰-C 系统的小。每个台卡台链一般包括一个主台和几个链接的伺服发射器，它们发射相关的谐频波。一般使用三个副台。主台负责控制每个副台的发射频率，以确保它们与主台的相位同步。船上接收器的多功能电路为相位比较提供三种频率。在导航图上与发射系统相关的双曲栅格用特定的颜色（红、绿、紫）加以区别。

每航道 0.01 的相位差可提供沿基线的理论定位精度 15m。当不考虑传播误差时，距离发射台 400km 处的定位精度在 50-200m 之间，这个值的可信度为 95%。如果船只已知在几十公里处，

那么通过航道识别信号就可以清楚地确定其具体位置。从已知点保持对航道的计数也可识别出航道来，尽管也会有误差产生，特别是在日出日落时，受天波干扰的影响较大。

美国的奥米伽系统和俄国的 Alpha 系统都是覆盖全球的低频定位系统。美国、阿根廷、澳大利亚、日本、La Reunion、利比里亚和挪威等国均安装了奥米伽发射台。新西伯利亚、克拉斯若达和 Komsomolskon-Amur 等处安装了 Alpha 定位系统。各个台站每隔 10 秒依次发射 10.20 kHz，11.33kHz 和 13.60kHz 的连续波信号，上述三种信号约为 1s，所有台站都同时使用原子钟来控制时间。如果只使用其中一个导航系统，则需要连续工作以避免双曲网格的航道不确定性。该系统白天的定位精度大约为 1.8km，夜间大约为 3.7km，奥米伽系统也与罗兰-C 系统一样可使用差分模式来定位，定位精度可达 500m 甚至更好，通过使用 10VLF 台站可扩大奥米伽系统的覆盖范围。

2.3 卫星定位

2.3.1 子午卫星导航系统

通过对 1957 年发射的 Sputnik I 人造卫星的无线电信号进行多普勒频移分析，发现如果能从地面追踪站得到卫星运行轨迹，那么就可确定地面接收站的位置。多普勒频移方法能精确地给出卫星与接收站间的距离。当卫星向当地天顶运行时，接收频率要比发射频率高，反之亦然。由时频曲线的斜率可得到卫星轨道平面和接收器中间面间的经度差值，而接收器与南北轨道卫星的纬度在最近点处几乎相同。由于卫星轨道平面可以在接收站中间面的西边或东边，因此必须知道接收器的大体位置(~200km)以避免定位不清。

20 世纪 60 年代早期，美国发射了几颗用于军事定位的大致绕极的子午卫星，几乎在同一时期前苏联研制出了一种叫做 Tsikada 的相似系统。美国 NNSS 系统的工作频率为 150MHz 和 400MHz，定位精度约 100m，该系统首先是由 Talwani 等人（1966）将其应用于非军事目的近海调查。在大洋区该系统的卫星覆盖范围变化相当大。纬度在 55° 以上的地区每一小时就可获得一个位置值，越靠近赤道时间间隔变得越长，赤道处需要 2 个多小时才能得到一个位置值。但也可以用其它系统，如罗兰-C 系统和奥米伽系统，在定位点之间进行内插。

子午卫星导航系统在 20 世纪 90 年代早期的 20 多年中一直是一种重要的定位方式，尤其在深海。后来美国国防部研制出来的 GPS 定位系统取代了它。

2.3.2 GPS 和 GLONASS

子午仪卫星导航系统的发展是导航定位史上的一个里程碑，但不足的是它不能进行连续定位。为解决这一问题，美国国防部研制出了 GPS 定位系统。该系统共由 24 颗卫星组成，可在全球范围内进行连续定位。俄国研制成功的 GLONASS 系统也可以在全球范围内进行连续定位。

由于 GPS 系统的定位主要依靠的是时距测定而不是由多普勒频移得到的测距，因而卫星不需要低空高速运行。这样便可获得更大的地理覆盖范围。而且由于在高空，空气阻力较小再加

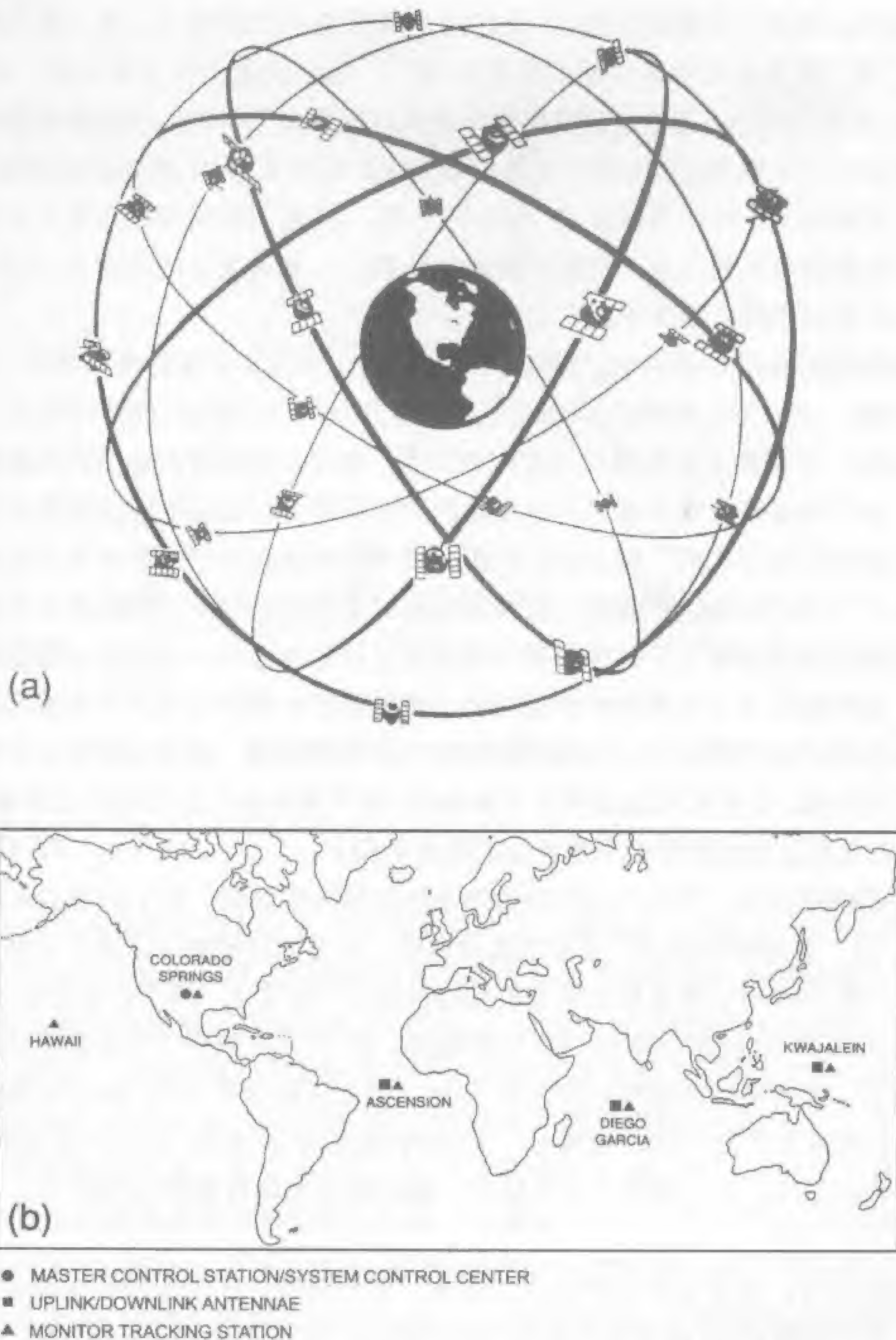


图 2.6　(a)GPS 定位系统的 24 颗卫星分布图。它们平均分布在 20200km 高空的六个相互成 60°角的轨道平面上，每个轨道上有 4 颗卫星。(b)GPS 地面控制站分布图。在美国科罗拉多州 Springs 的主站可以提供有关卫星轨道及其分布的信息。再加上阿森松、Diego Garcia、夸贾林环礁和夏威夷岛等站的信息便可追踪卫星，得到距离值。接着轨道数据和指令又被发射到阿森松、Diego Garcia 和夸贾林环礁上(据 Ackroyd and Lorimer, 1994)。

之又远离了地球密度不均匀体，因而要比在低空受到的轨道扰乱小，这样便大大地提高了该系统的定位精度。到 1994 年年底全部 21 颗工作(第二组)卫星和 3 颗试验(第一组)卫星已经升空，

运行在约 20200km 高度的近圆形轨道上。它们平均配置在六个轨道上，第一组卫星与赤道平面交角为 63°，第二组卫星与赤道平面的交角为 55°。每个轨道上有 4 颗卫星，运行周期为 11 小时 58 分钟（如图 2.6a）。卫星经过观察者天顶的时间为 5 个小时，这样便可保证在任何一点都能同时接收到至少 4 颗卫星的信息。完整的 GLONASS 系统是由 24 颗卫星组成的，它们均运行在近 19100km 的轨道上，运行周期为 11 小时 16 分钟，24 颗卫星均匀分布在 3 个近圆形的轨道平面上，每个轨道面有 8 颗卫星，轨道平面倾角为 65°，轨道面之间夹角为 120°。截至 1995 年 11 月已有 16 颗 GLONASS 卫星在正常工作。

GPS 系统根据地面跟踪站的 10.23MHz 同步原子钟，发射 L 波段的两种频率（L1、L2）信号（L1=1575.42MHz，L2=1227.60MHz）。GLONASS 系统与它不同，它使用的载波频率为 L1=1607.0MHz 和 L2=1250.5MHz。如果船上接收器与卫星时钟同步，则可从编码计时信号的传输时间获得其距离。实际上，这个需要接收器上有与卫星发送的相同代码并以合适的时间延迟来匹配二者。如果能得到接收器距已知方位的三颗卫星的距离，便可求得接收器的经纬度及其高度。由于接收器和卫星的原子钟不大可能完全同步，因而由发射时间得到的往往是伪距而不是真距。但是即使这样，如果能得到第四颗卫星的伪距便可得到原子钟的补偿值，同时也可得到接收器的三个大地坐标值。我们还能从大气模型和使用的两个传输频率中得到电离层和对流层的折射情况。与子午仪卫星系统定位不同的是，在这里定位可以不考虑船速。这样系统的定位精度主要依赖于卫星运行轨道信息、可变大气延迟和原子钟补偿。这几项均由广泛分布的地面跟踪站决定（如图 2.6b），它们先发射轨道参数给卫星再由它转发给用户。

GPS 定位精度有两种，它们分别用两种信息码传送轨道数据，即 P 码和 C/A 码。L1 包括二者，L2 只有 P 码。宽频谱码加大了信号的波段宽度，从而有效地减小了电子干扰，并且还允许改变时间边界。到 1990 年，系统的水平定位精度达到了 15m 左右，为了让其服务于非军事用户，美国国防部又引入了 SA 技术以降低 GPS 定位精度。SA 技术中包含了不可靠的卫星位置和传输码中的时间信息。现在民用的标准定位系统（SPS）的定位精度有 100m 和 300m 两种，前者的概率是 95%、后者的概率是 99.99%。使用 L1、L2 频率波段的 GLONASS 系统的定位精度约为 100m，这个值有 95%的可信度。未计划降低信号精度。现在使用的接收器都能接收 GPS 和 GLONASS 的信息。

在 2000km 之内，差分 GPS 的使用大大提高了定位精度。在这里我们先假定由卫星轨道参数不确定性、大气折射及 SA 技术这些因素引起的误差在海区和参考区是相同的。将参考点大地坐标的改正量，以每颗卫星的伪距校正值向海上发射，用以计算移动接收器的位置（如图 2.7）。对几个固定参考点的校正也能提高定位精度。Racal SkyFix 就是差分 GPS 的一个实例，它利用参考点的国际网站通过双束陆上通讯线联系控制台站，其中的改正量通过 Inmarsat 卫星发给船上的接收器。

差分 GPS 能给船舶航道和要求较高的勘探工区提供实时定位，自 1992 年，差分 GPS 已成为三维地震勘探的主要定位手段（具体见第四章和第五章）。距离参考站 2000km 处的定位精度可达 2m，当超过 4000km 时系统的定位精度便开始降低。目前大范围差分 GPS 定位系统也被广泛应用于海岸和陆上调查(Ashkenazi et al.,1997)。

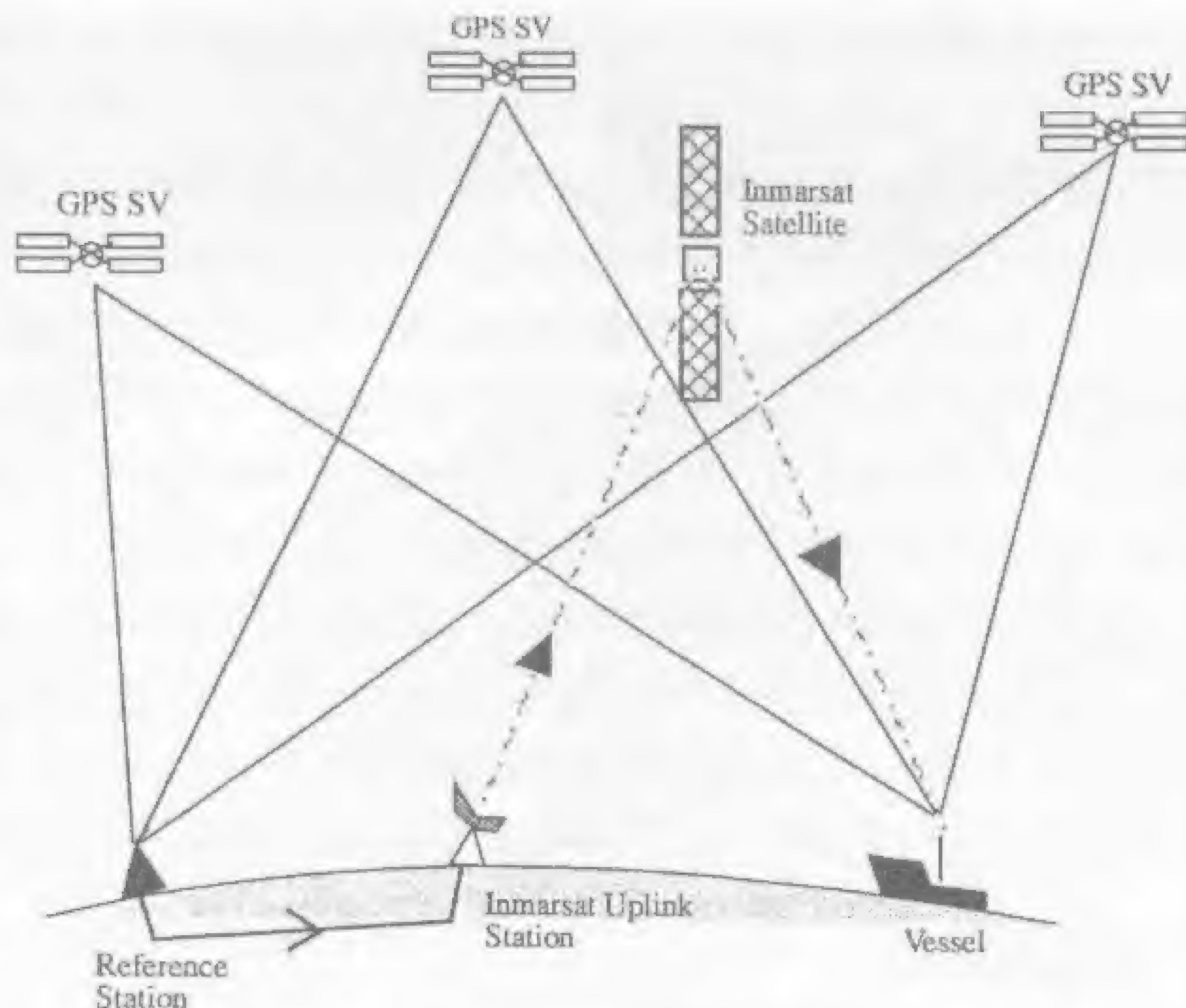


图 2.7 差分 GPS SV 定位示意图(据 Loweth, 1997)

2.4 惯性导航

惯性导航也可称为船位推算法，它是以测量天文坐标系内已知方向上的加速度为基础的，再对加速度从已知点开始进行双重积分便可获得自身在天文体系及大地坐标系内的坐标值。

惯性导航系统的主要部件是加速度计（Cross, 1985）。当传感器在其偏航指示轴方向受到一加速度时，“测验”质块便将在弹簧的维系下沿着低摩擦的小槽运动，直到其质量和加速度的乘积与弹簧施加的力相等为止。质块的运动或保持质点处于平衡位置所需的力都是用电子测量的，因此就可算出加速度值。在实际工作中，三个加速度计垂直安装在固定平台上，并与陀螺仪正交，它主要是用来测定参考点的惯性坐标。陀螺仪可采用传统的转轮式陀螺仪也可采用最近新开发的环状激光陀螺仪，后者是通过比较两束相反旋转的激光在一个密闭孔洞中的光学路径长度大小来实现的。垂直于小孔平面的轴的旋转运动将产生一个直接与角运动有关的路径差。

陀螺仪能有效地保证加速度在惯性空间中保持方向不变，通过三个旋转矩阵可把计算得到的位移转化到大地坐标系下相应的值；另外也可以采用让加速度计在大地坐标系内连续旋转来达到同样的目的。在对加速度计的输出值（一般典型的以 10-20ms 为间隔）进行二重积分时必须先去掉那些由科氏力、离心力、地球重力场的变化及垂向偏差等所引起的对加速度的影响。

惯性定位系统是一种自主式定位系统，它能够进行连续定位，但是陀螺仪在连续工作 2-3 小时后就会产生超过 1km 的偏差，所以还必须同时配上其它的定位方法对其进行再校正。最近陀螺仪组件制造技术的进步已有效地降低了它的偏移率。惯性导航系统的应用平台主要有直升飞机、固定翼飞机、潜艇及军用平台等等。但是由于该系统会产生较高的偏移率，所以到目前为止还没有成为海洋地球物理调查中的常规定位方法。

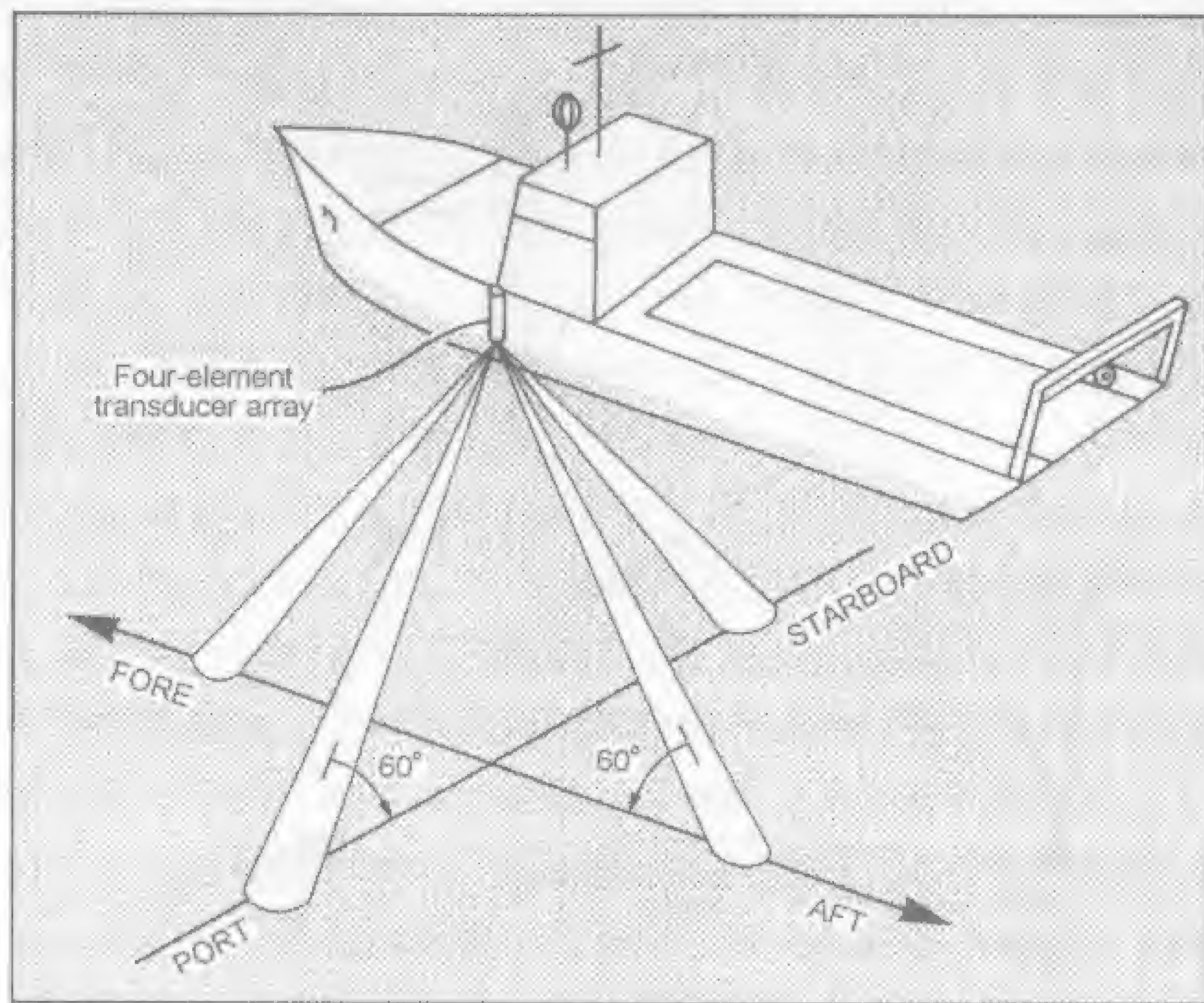


图 2.8 多普勒声呐换能器波束示意图(据 McQuillin and Ardus,1977)

2.5 声呐导航定位

有几种定位系统是以水下声脉冲的传播为基础的。多普勒声呐就是通过对船只相对于海底的瞬时速度进行积分来得到船相对已知点的距离和方位，该瞬时速度值可由安装在船上的船壳式四元素换能器得到，该换能器能同时沿航迹和垂直航迹发射窄束高频率（大于 200kHz）声脉冲（如图 2.8 所示）。如果已知水下声速，便可利用平行航迹方向上的前后两点的海底反射之间的频率差来求取船的前进速度。水下声速通常是通过连续记录靠近主传感器阵列一定距离处声波在小的传感器之间传播的次数来获取的。在充分混合的水层中，速度计虽能给出一个水柱中的平均速度，但若有温度梯度存在的话它的结果就会受到很大的影响。船只横向上发生的漂移可由其左右舷的脉冲频率差计算得到。将船的前后、左右运动与陀螺罗经提供的航向进行合成便可得到相对海底的速度，再对速度值进行积分便得到了船相对于已知起点的位置。通常一艘以 10 节速度运动的船其定位精度可达 50m 以上。

多普勒声呐主要应用于大陆架区，当水深超过 300-400m 时它就不太可靠了，因为此时海底反射经常被环境噪声所模糊。在深海中多普勒声呐能为遥控潜器(ROV)提供定位，利用水柱中的反射，内插在卫星坐标之间。

以利用声脉冲发射机和声应答器计算距离为基础的声学定位系统，为海面船只和水下仪器提供了一种精确定位的重要方法。声脉冲发射机连续发射高频信号，应答器只根据接收到的指令信号进行发射。声应答器是海底仪器如地震仪等不可缺少的组成部分。声学定位广泛应用于海底装备、拖缆及潜艇和无人遥控潜器上的传感器定位。在早期，安装在船壳上的 3 个水听器

接收来自已知水深海底的声脉冲发射机发出的信号。根据水听器接收到的声波的时差便可以得到船相对于信标的位置。

图 2.9 为拖曳式水听器的布设图。排列末端的具体位置可由内置 GPS 接收器的尾标得到，中间部分的位置是采用高频脉冲（大于 200kHz）在船壳换能器和排列上安装的小接收器之间的传播次数来得到的，它们的方向由一组磁罗经确定。

海底声应答器阵列可用于超过几公里距离的定位（图 2.10）。移动式换能器与每个应答器之间的距离可以通过脉冲传输次数和水中声速来得到。虽然常要安装多个脉冲转换器以有效地校正误差，但实际上只需要 3 个就足够确定运动物体相对台网的位置了。移动换能器发出的一个简单询问信号可以激活所有的应答器，继而应答器为确认而发出 8—40kHz 波段上的不同频率信号。为了尽可能减少能量耗费，应答器仅在得到编码探询信号时才发射信号。其转发范围由它的频率、输出功率、环境噪声、海底地形及水柱中的声速结构决定。一个置于 50-100m 水深、工作频率高达 16kHz 应答器的探测范围可达 8km，深水中的最大范围可超过 10km。

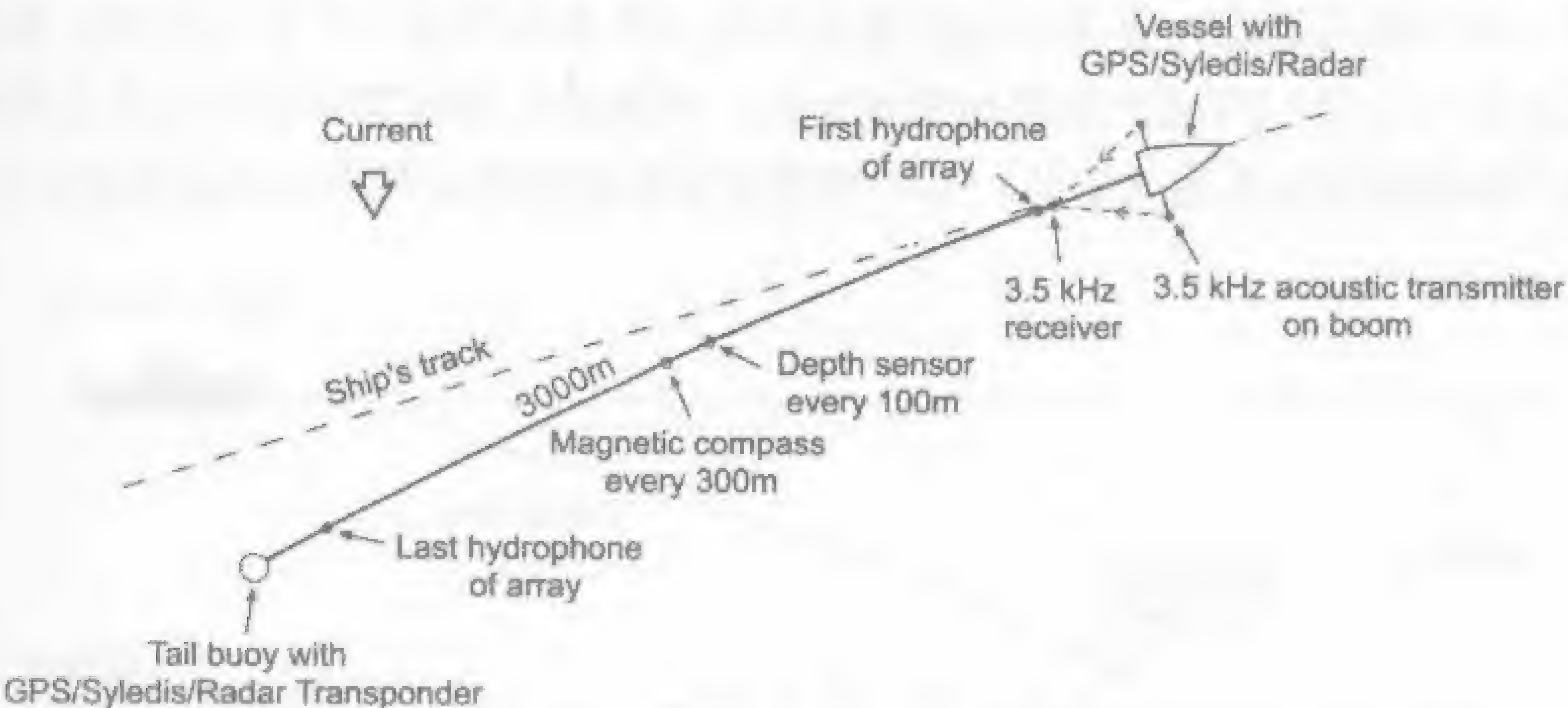


图 2.9 利用 GPS、声呐磁罗经对水下 10m 处 3000m 长阵列上的水听器进行定位

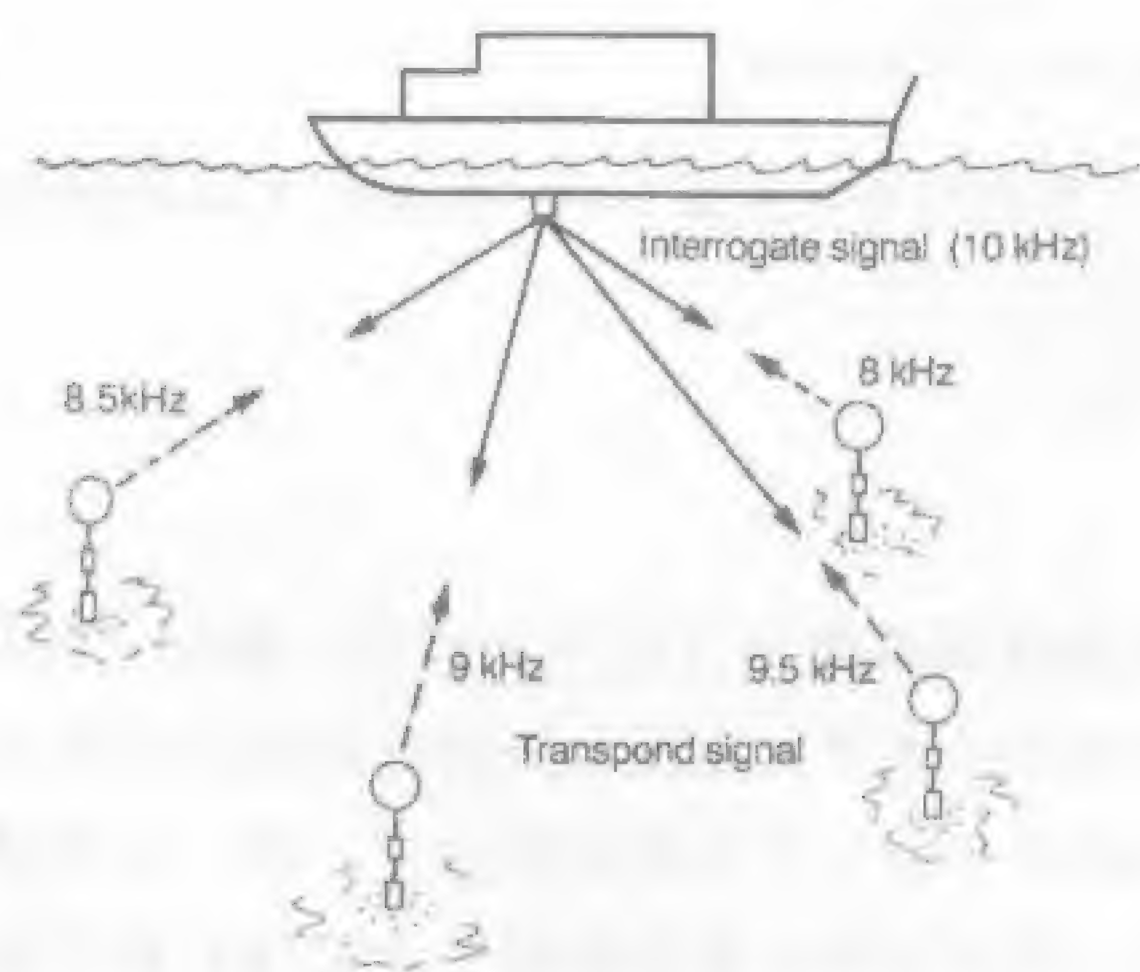


图 2.10 海底声应答器定位示意图(据 Ingham, 1975)。版权归 John Wiley&Sons 出版公司。

开始阶段，应答器的位置及水深无法精确知道，这主要是由于当它慢慢沉入海底时会产生侧向漂移。尤其在应答器需要花上一个小时才能沉到海底的深水中，还会受到大于 0.3m/s（1.1km/hr）流速的海流影响。因而声测距要与船上导航定位和水深结合起来，当通过应答器组的次数用线性代数方法可提高其定位精度。对于水深 3000m 处的装备，K. Creager 和 L. Dorman（1982）认为安装有应答器的地震仪的地理坐标标准偏差为 100m 左右，而阵列中的相对误差只有 50m 甚至更小。

声应答器被设计成可以连续工作几年，以便可精确地对重复调查和钻孔进行定位。它们可通过激活声学释放器随时进行回收。应答器网络布设随调查类型的不同而有所区别，通常采用三角形或四边形排列。基线长度一般 10 倍于水深，每公里基线长度的定位精度为 ±1m。在应答器安装过程中，千万注意不要将其安装在地形和声速变化迅速而引起的声学阴影区中。

根据船尾电缆仅能粗略地估计拖曳式仪器位移的校正量。如图 2.11 形象地给出了拖曳式传感器（如声呐传感器）是如何通过激活海底应答器网来进行声学定位的。潜器一般使用范围超过几十公里的局域声应答器网来定位。早期投入地球物理调查的无人遥控潜器多用多普勒声呐和海底应答器来定位，其中有些应答器被程控定期浮出水面接收 GPS 信号。

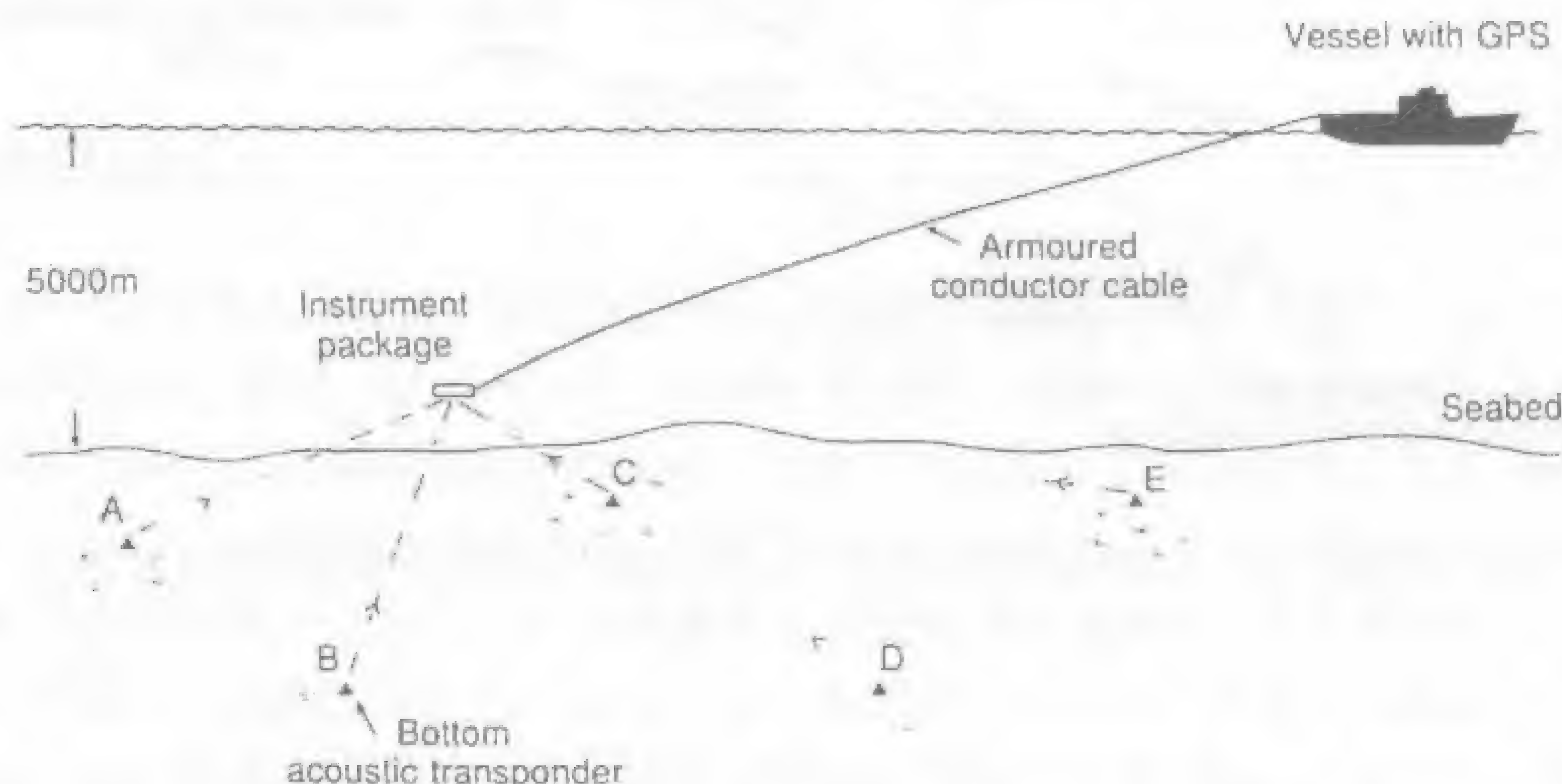


图 2.11 声应答器对水深 5000m 距海底 100m 的拖体进行定位

2.6 组合导航系统

在前面我们已提到在地球物理调查定位中可在同一艘船上使用多种定位技术。在大多数平台上通常将多种方法联合使用以便最大限度地发挥每种方法的优点。实际上组合接收器也是可以得到的，它们可以自动地从一种定位系统转换到另一种，以便获得最精确的坐标。但是这样一来就会有许多参考平面，所以必须注意要将那些定位值归算到通用的基准面。GPS 定位系统用的就是 WGS84 的地心坐标系(White *et al.*, 1989)。

在能够跟岸上站点或固定的近岸平台取得联系的地区，经常将差分 GPS 与高频电磁波定位系统如 Syledis 和 Pulse 8-Ⅱ联合使用。GPS 问世以前，在进行大陆架调查时一般将子午仪卫星定位之间的位置以多普勒声呐结合无线电定位来推算。尤其当受到天波干扰或船只位于发射器覆盖区边缘时，多普勒声呐技术就显得特别有用。在公海，罗兰-C 系统和奥米伽系统可相互插值。电磁计程仪和罗经读数联合使用可测定船速（Robertson, 1990）。

虽然目前在海洋地球物理工作中广泛采用卫星定位系统，但 GPS 和 GLONASS 也会因微小的卫星功能出错警报而降低精度，另外现在的轨道数据发布安排还不能令使用者及时收到卫星功能出错的实时警报。因而在建立一个庞大的民用全球卫星定位系统以前，基于固定发射器的独立无线电定位系统仍将是为近海地球物理工作服务的组合导航系统的重要组成部分。

第三章 利用声呐和机载激光测深技术的海底成像

3.1 引 言

水深测量是一项基本的海洋测量，水深值大小与固体地球的地质和长期行为密切相关，并且对水体中和海底的各类过程具有重要的影响。目前对于地球物理调查来说，高精度的海底地形图显得越来越重要，尤其是近年来勘探重点从泛泛的普查转向了局部地区的精细研究，其重要性变得尤为突出。详细的水深图可使我们追踪到特殊的地形要素或返回到先前的观测点位置。

声学方法是海底地形测量的基本方法。由于海面形状受海底地形万有引力的影响，因而目前利用雷达脉冲波在卫星和海面之间传播计时的卫星测高已成为水深测量一种强有力的手段。卫星测高将在第六章中讨论海洋地球重力场时加以详细论述。海水中传播的脉冲电磁辐射可测量水深，但由于其本身衰减较大因而只能用于浅水测量，有时甚至在几厘米内信号就被背景噪音掩盖了。相反，从小型水下发射器发射的声波尽管其功率小于 1kW，但即使传播几千米后信号仍可检测。图 3.1 给出了电磁波和声波在水中的衰减情况。

早在 19 世纪早期人们就已认识到通过测定海底反射声波的传播时间便可得到水深值，但直到 20 世纪 20 年代声学测量才取代了传统的铅锤测深法，成为常规的测深手段。在过去 20 年内声学测深发展迅速，揭示了许多新的海底形态，小到几米大到几公里。本章用了大量的篇幅来介绍这些声学测深方法，首先我们将介绍一下最简单的测深方法，即单波束回声测深方法，然后再介绍旁侧声呐和多波束测深系统的工作原理。最后再评述一下应用电磁波传播进行浅水测深的方法。

3.2 单波束回声测深仪

3.2.1 概述

传统的单波束回声测深仪记录的是声脉冲从固定在船体上的或拖曳式传感器到海底的双程旅行时间。对传感器进行深度校正后，测点水深便是双程旅行时和垂直声波速度平均值 $\overline{V}_w$ 乘积的一半。这种测量需要一个前沿陡峭的发射脉冲、精确的海底反射计时和精密的速度值 $\overline{V}_w$。在距离超过 20km 处，大致相当于大洋最大水深的两倍时，频率低于 50kHz 的声波在海水中传播时衰减较小（图 3.1）。因此我们就可以使用高的声频或超声频发射器来产生所需的尖脉冲，它们的频率范围在 10-15kHz 之间，常用于大洋测深。输出脉冲信号的上升时间通常为 0.2-0.3ms，传播时间可精确至 1/15000。应用于大陆架水深测量换能器的工作频率还要高（～30-210kHz），相应上升时间也快。

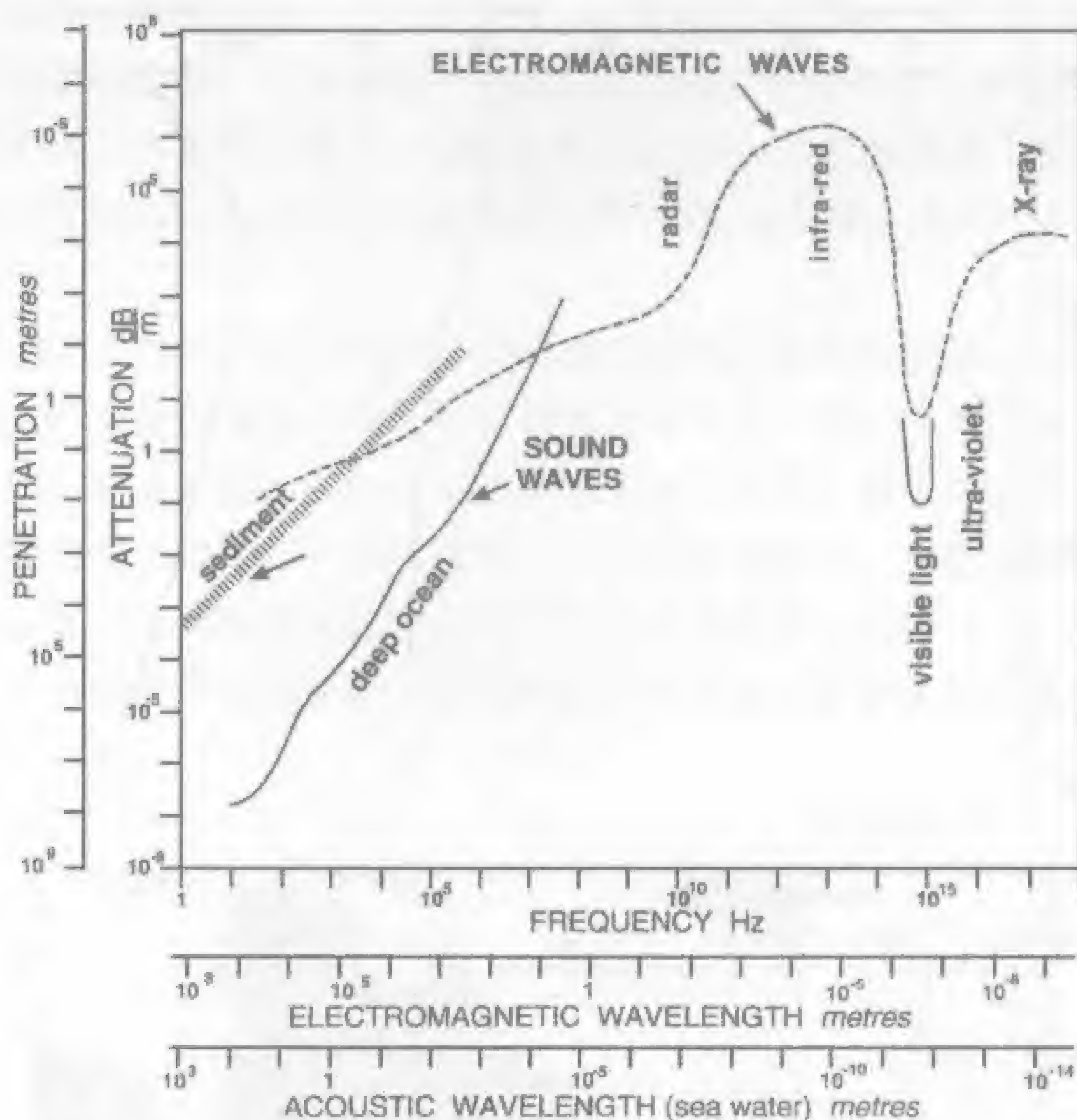


图 3.1 电磁波和声波在海水中的衰减情况(据 Wille,1986)

声脉冲在海水柱中平均垂直传播速度约为 1500m/s，但这个速度值也是因地而异的，它会随着水温(T_w)、压力(P_w)和盐度(S_w)的变化而变化。当声脉冲近垂线传播时可忽略折射的影响。任何一点的V_w均可投放声波速度计，通过记录高频脉冲在相隔几厘米的换能器之间的传播旅行时获得。声速也可通过水温和盐度的测定间接得到。海水盐度一般在 33‰和 37‰之间，V_w便可从 W.D.Wilson 经验公式中得到：

$$V_w = 1449.22 + V_t + V_{pr} + V_{sal} + V_{t,pr,sal} \quad (3.1)$$

其中：

$$V_t = 4.6233T_w - 5.4585\times10^{-2}T_w^2 + 2.822\times10^{-4}T_w^3 - 5.07\times10^{-7}T_w^4$$

$$V_{pr} = 1.60518\times10^{-1}P_w + 1.0279\times10^{-5}P_w^2 + 3.451\times10^{-9}P_w^3 - 3.503\times10^{-12}P_w^4$$

$$V_{sal} = 1.391(S_w - 35) - 7.8\times10^{-2}(S_w - 35)^2$$

$$\begin{aligned} V_{t,pr,sal} = &(S_w - 35)(-1.197\times10^{-2}T_w + 2.61\times10^{-4}P_w - 1.96\times10^{-7}P_w^2 - 2.09\times10^{-6}PT_w) \\ &+ P_w(-2.796\times10^{-4}T_w + 1.3302\times10^{-5}T_w^2 - 6.644\times10^{-8}T_w^3) \\ &+ P_w^2(-2.391\times10^{-7}T_w + 9.286\times10^{-10}T_w^2) - 1.745\times10^{-10}P_w^3T_w \end{aligned}$$

V_w 的单位为 m/s，T_w 的单位为℃，S_w 的单位为‰，P_w 的单位为 kg/cm²(其中 1 kg/cm² = 9.8×10⁴Pa)。

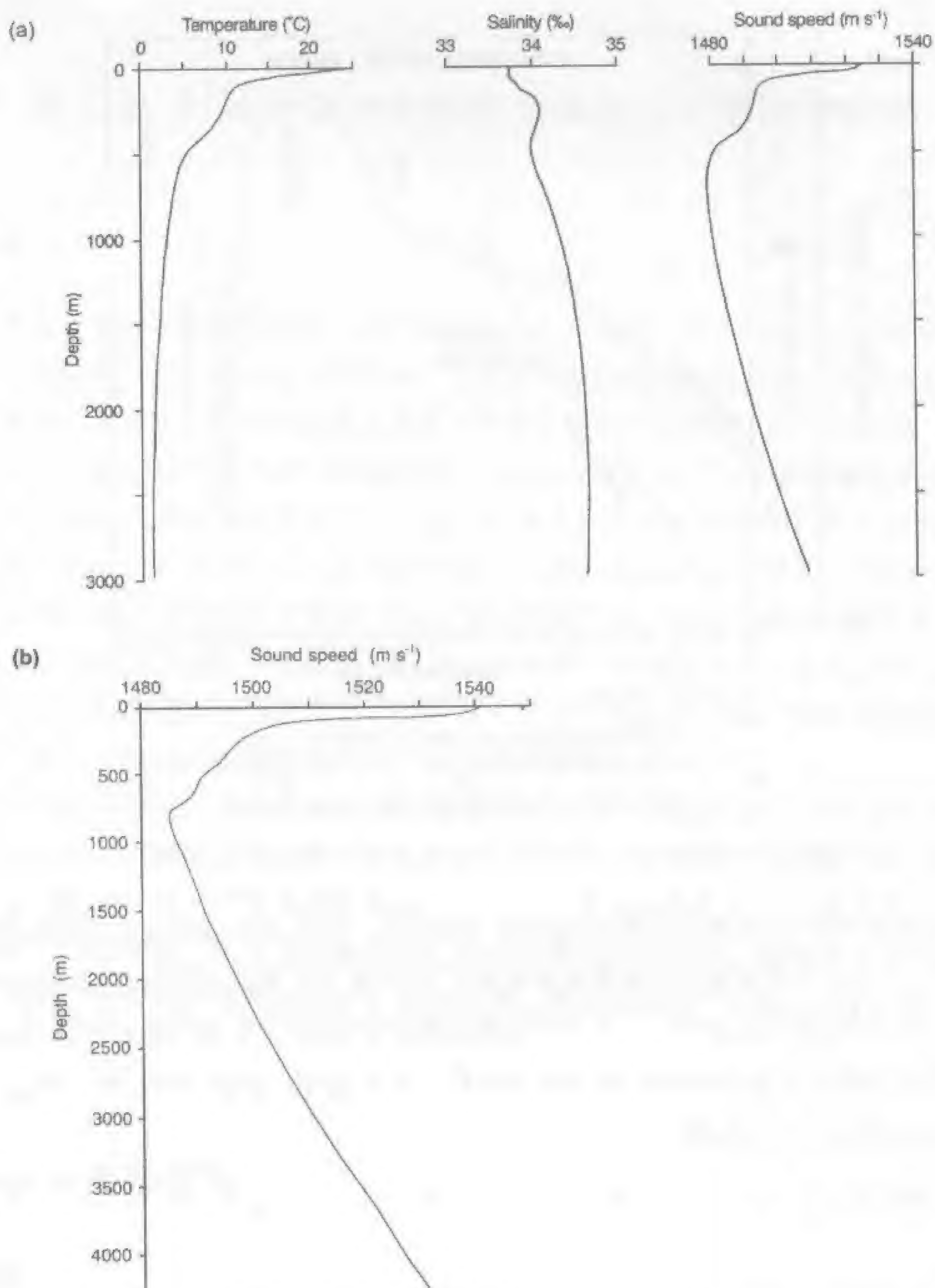


图 3.2 (a)中太平洋（39° N, 146° W）的温、盐及声速变化曲线。声速最小值出现在水深 650m 处(据 Pickard and Emery,1990)。经 Butterworth Heinemann 允许后引用。(b) 用速度计测得的大西洋赤道处（8° 15′ N, 23° 32′ W）声速随深度的变化曲线(据 RRS Charles Darwin ,1985)。

在表层，水温每增加一度，声速平均增长 3m/s；盐度每增加 1‰，声速增加 1.3m/s，压缩率降低对速度的影响要比密度增大对其的影响大。速度也会随压力增加而增加，在水柱上部，深度每增加 100m，速度增加 1.8m/s。

图 3.2a 为某一典型大洋的声速随温盐变化的关系图。显然，温度在 200m 到 500m 间变化很

大，通常将这一层海水叫温跃层，而在该层内，盐度变化却很小。压力随深度几乎呈线性变化。所以从海平面到温跃层底部，声波波速主要由温度控制，温度下降，声速降低。再往深处，压力就开始起主导作用，声速开始增大。结果是声速在 500m 深度处为最小值。除了高纬度地区的某些海域，大部分海域的声速变化都与此类似。图 3.2b 为大西洋某处的速度剖面，其最低值在 800m 左右。

速度计通常被广泛施放，这样有利于通过温盐数据计算声波波速。D. J. Matthews (1939) 以及 D. J. T. Carter (1980)等所公布的计算表将大洋分成了若干区块，每一区块都有代表该区的平均深－速剖面。图 3.3 就是 Carter 将北大西洋细分的图。各区块的大小与海水本身的侧向梯度变化有关：如图在大西洋西部近湾流处（9 区）的区块小，主要是由于这里海水的水平温盐梯度比较高；而在北大西洋涡流较均匀的中部，区块就较大（13 区）。由于海水浅层的季节性变化、表层以下等温层的长期移动，以及补给水的影响，声速就有所变化，这就会导致声速估算发生偏差。

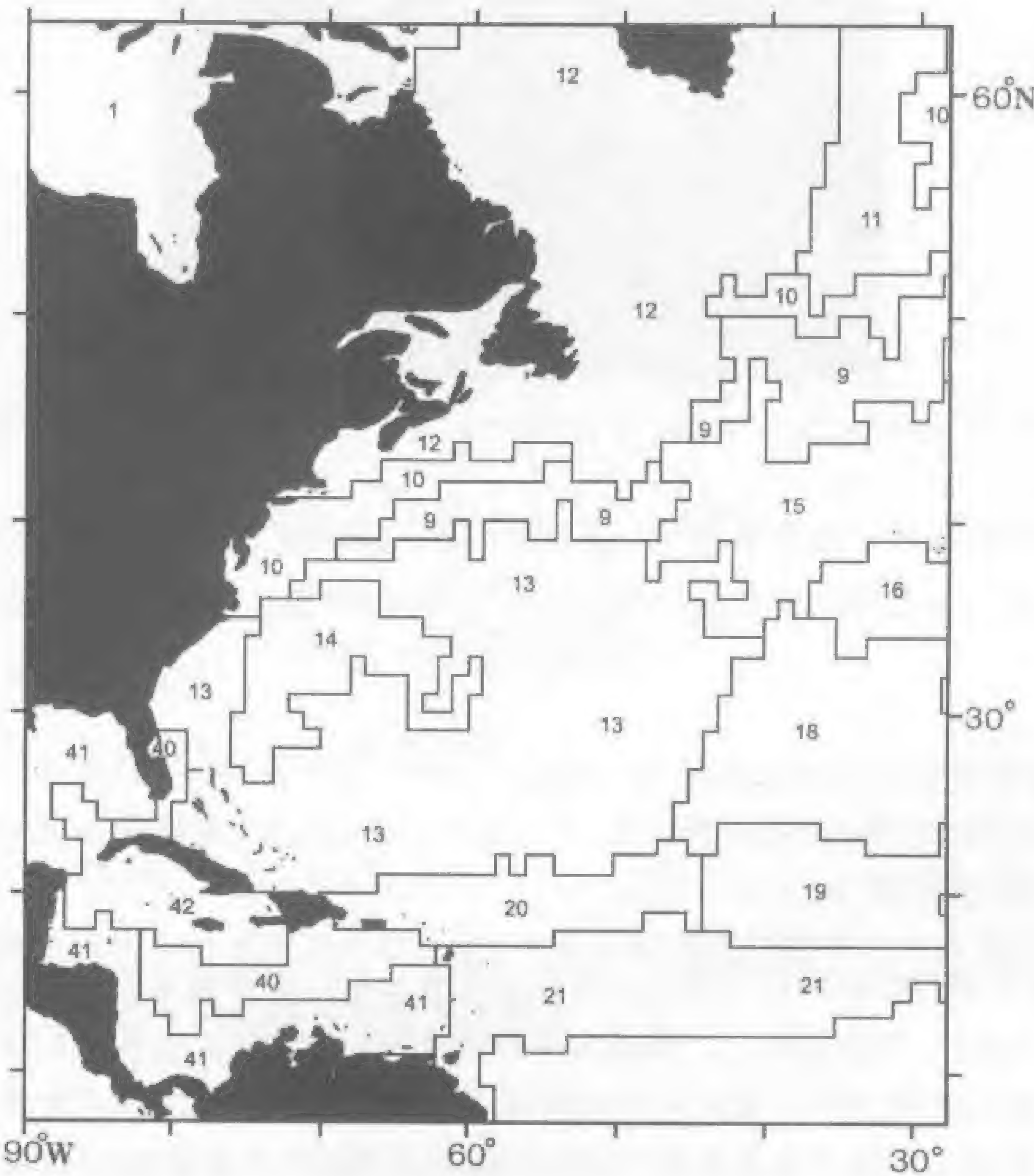


图 3.3 应用回声测深仪得到的大西洋西北部区块图。每一块均有自己特定的深－速剖面图。经 the Controller of Her Majesty' s Stationery Office and the UK Hydrographic Office 允许引用于 Carter(1980)的回声测深校正表（第 3 版）。

3.2.2 回声测深仪及回声测深剖面

回声测深仪是通过触发信号利用压电换能器和磁致伸缩换能器输出脉冲信号的(图 3.4a)。由于输出信号的频率要求大于 10kHz，所以通常使用锆钛酸铅钡及其它相似材料来制造压电换能器。低频磁致伸缩换能器的输出功率较大。换能器直接安装在船上或者装在一种称为“拖鱼”的流线型容器内拖曳于船尾以减少噪音干扰。换能器信号的主瓣一般呈锥状，在 6dB 能量点处其半开角范围达 1°-40°（图 3.4b），它是控制回声系统分辨率的重要因素。在水深 5000m 处，40°立体角的锥体与海底面相交切可形成直径为 3.6km 的覆盖点，此区的回波汇聚于一点。1°波束的相应覆盖点直径为 0.087km，显然大大提高了仪器的水平分辨率。

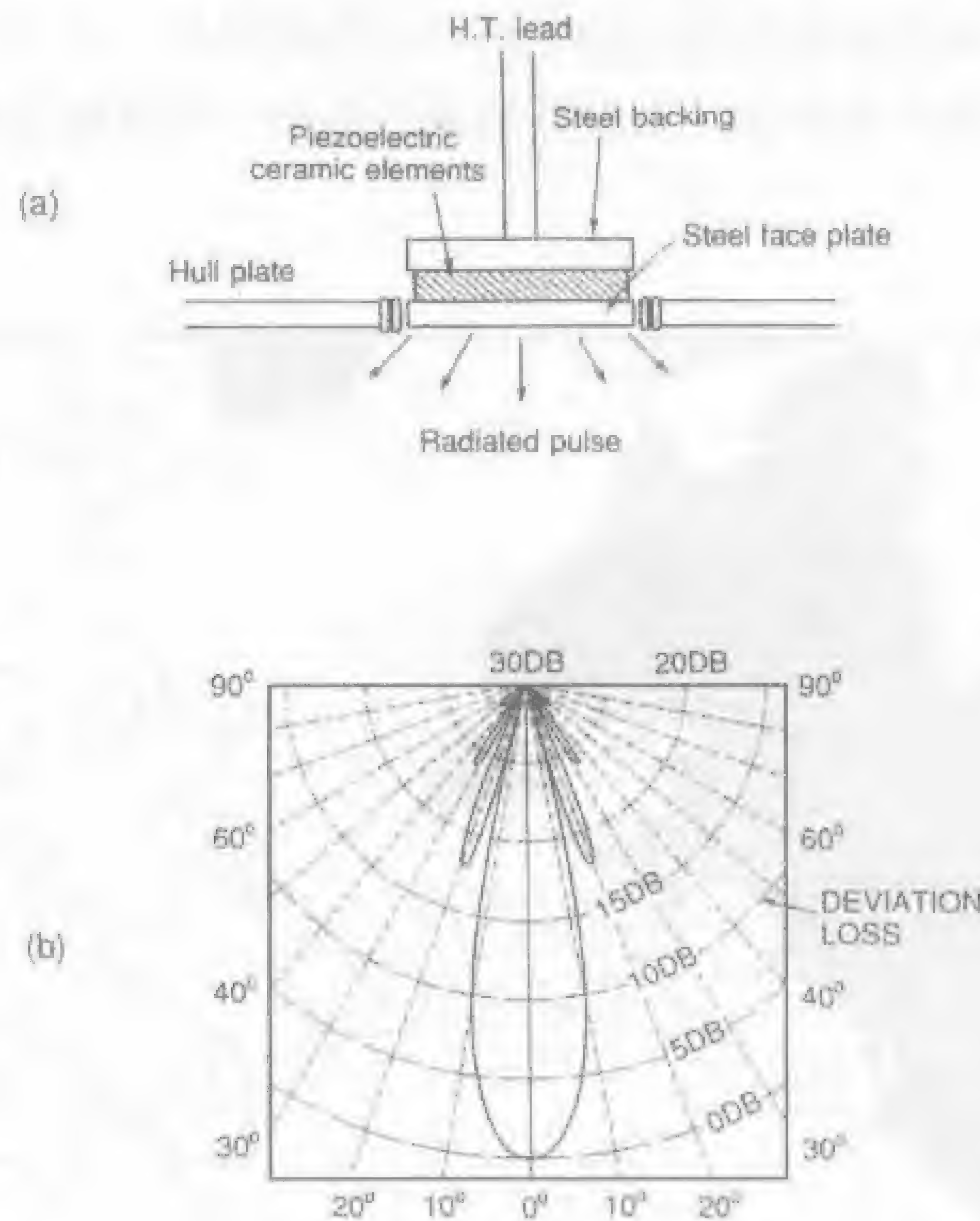


图 3.4 (a)回声测深仪换能器结构图(据 Ingham, 1975)，版权归 John Wiley & Sons 出版公司所有。(b)回声测深仪换能器指向模式图。声源被认为是以在该发射频率下声波在水中传播波长的 5 倍为直径的圆(据 Horton, 1959)。

换能器将接收到的反射波信号放大，然后用图形记录仪在电敏或热敏纸上以不同灰度的特征显示出来（图 3.5），扫描速度大小根据水深和记录仪尺寸来定。在两次扫描之间，要在记录纸上留出一小段绘制海底剖面。我们也能在屏幕上直接监控数字化图像，而且还能把它储存下来以备作进一步处理以提高记录的质量。随着自动增益控制技术的发展，仪器的动态范围扩大，这种自动增益控制主要用来压制强信号，增强弱信号。

图 3.6a 和 3.6b 是西非大陆边缘及邻近深海盆处 10kHz 回声测深记录的一个应用实例。剖面边上的深度单位是米，并假定平均垂直声速为 1500m/s。应用测深校正表可将水深读数转换成真深度。图 3.6a 中除了有强烈的一次海底回波还包含了多次反射波，它们是声脉冲从海面反

射后在水中二次传播所造成的。该图在垂直方向上放大了 20 倍，这种做法在用回声记录解释海底形态时是很常用的。声速随水深的变化也会引起测量结果的偏差。由于在水深较浅处可以采用潮汐改正来校正读数，测深数据已成为象最低天文低潮数据一样的一种公用数据。

图 3.6b 所示的深海平原剖面，在海底反射波接收之前有四次扫描记录，第一次扫描记录是由富含浮游生物和自游生物的表层所引起的。该深部散射层的位置受光穿透作用控制，而反过来光穿透作用又决定了光合作用发生的层位。白天该层位于水深 200m（约 0.27s）处，而当日落以后则会逐渐上升靠近水面（18:00-19:00 时）。当海底反射波进入散射层时会以更长的时间间隔输出反射脉冲。为避免浅层散射波被记录下来，需在发射后 0.5-1.0s 期间停止记录。

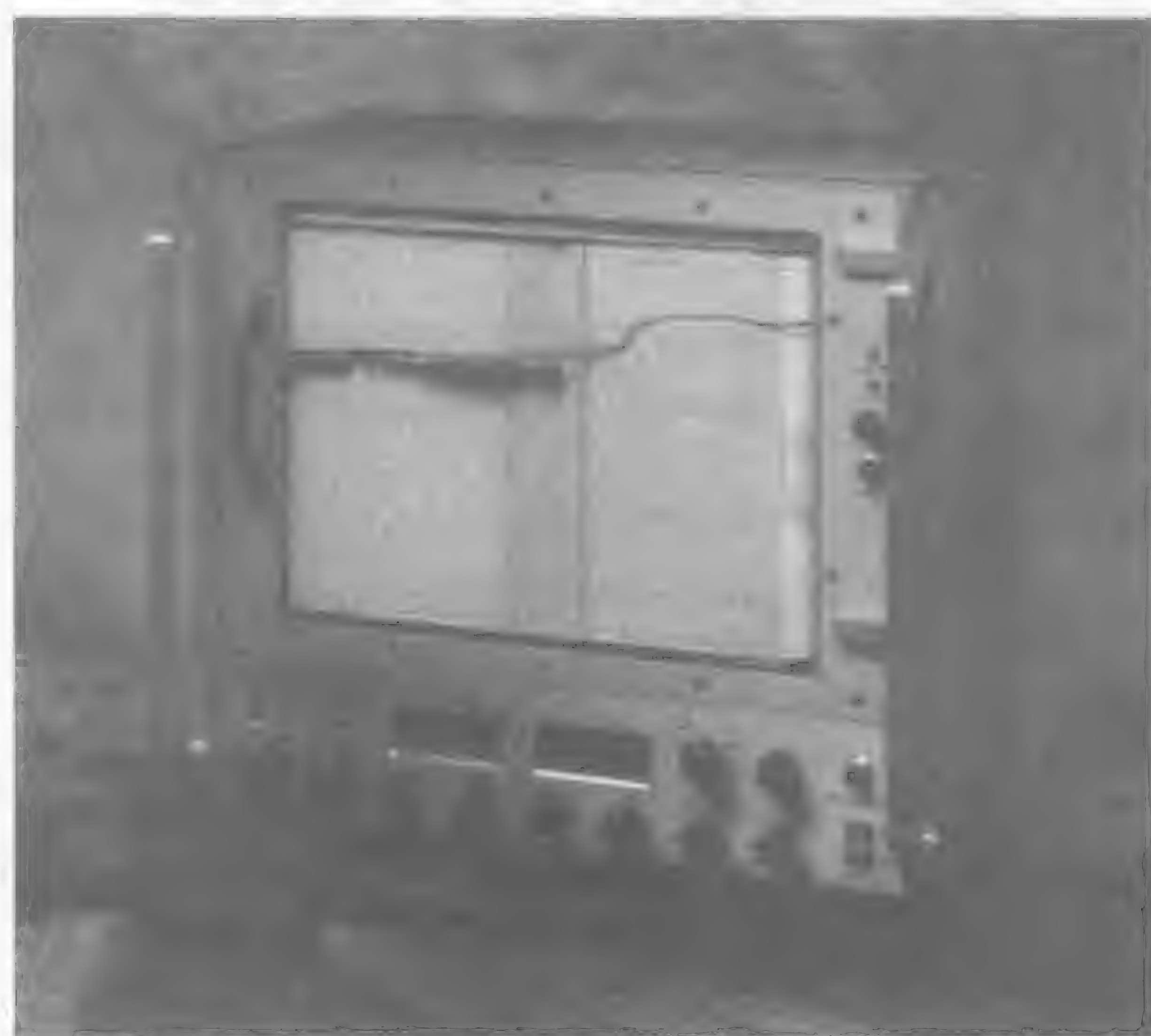


图 3.5 回声测深记录仪。经加拿大 E. Knudsen, Knudsen Engineering 允许后引用。

当海底倾斜时，测深记录上得到的（视）倾角 ϕ_0 小于真倾角 θ_0，因为海底回波沿着垂直于主体斜坡的路径传播（Krause, 1962）（如图 3.7a 所示）。假设真倾角为 θ_0，则有：

$$\sin\theta_0 = \tan\phi_0 \tag{3.2}$$

如果 r_1 为记录深度，z_1 是船正下方的深度，则

$$z_1 = \frac{r_1}{\cos\theta_0} = \frac{r_1}{\sqrt{(1-\tan^2\phi_0)}} \tag{3.3}$$

如图 3.7b 海底的斜率沿着航迹不断变化。B 点的船接收的是来自 R 点的反射，如果 B 点的记录深度为 r_2，则反射点 R 处的真实海底深度就为

$$z_2 = r_2\sqrt{1-\tan^2\phi_r} \tag{3.4}$$

ϕ_r 为回声记录上 R 点的海底倾角，反射点与船之间的水平距离为：

$$x = r_2\tan\phi_r \tag{3.5}$$

如果坡度太大以至于射线束落到换能器主瓣以外，就只能在侧瓣上记录到微弱的反射信号，有时候连这样的微弱信号都记录不到。陡斜坡返回的漫射波是由于在垂直于换能器所在面发生了反向散射和镜面反射的缘故，而从记录上看，其旁侧回声似乎是一种点源反射，具双曲

线特征。陡峻斜坡易产生一系列不完整的双曲线反射记录（图 3.8），在地形起伏变化较大的地区，对深度的读值和坡度的校正往往会有很大的主观性，这就导致了测深误差及测线交点上的闭合误差。

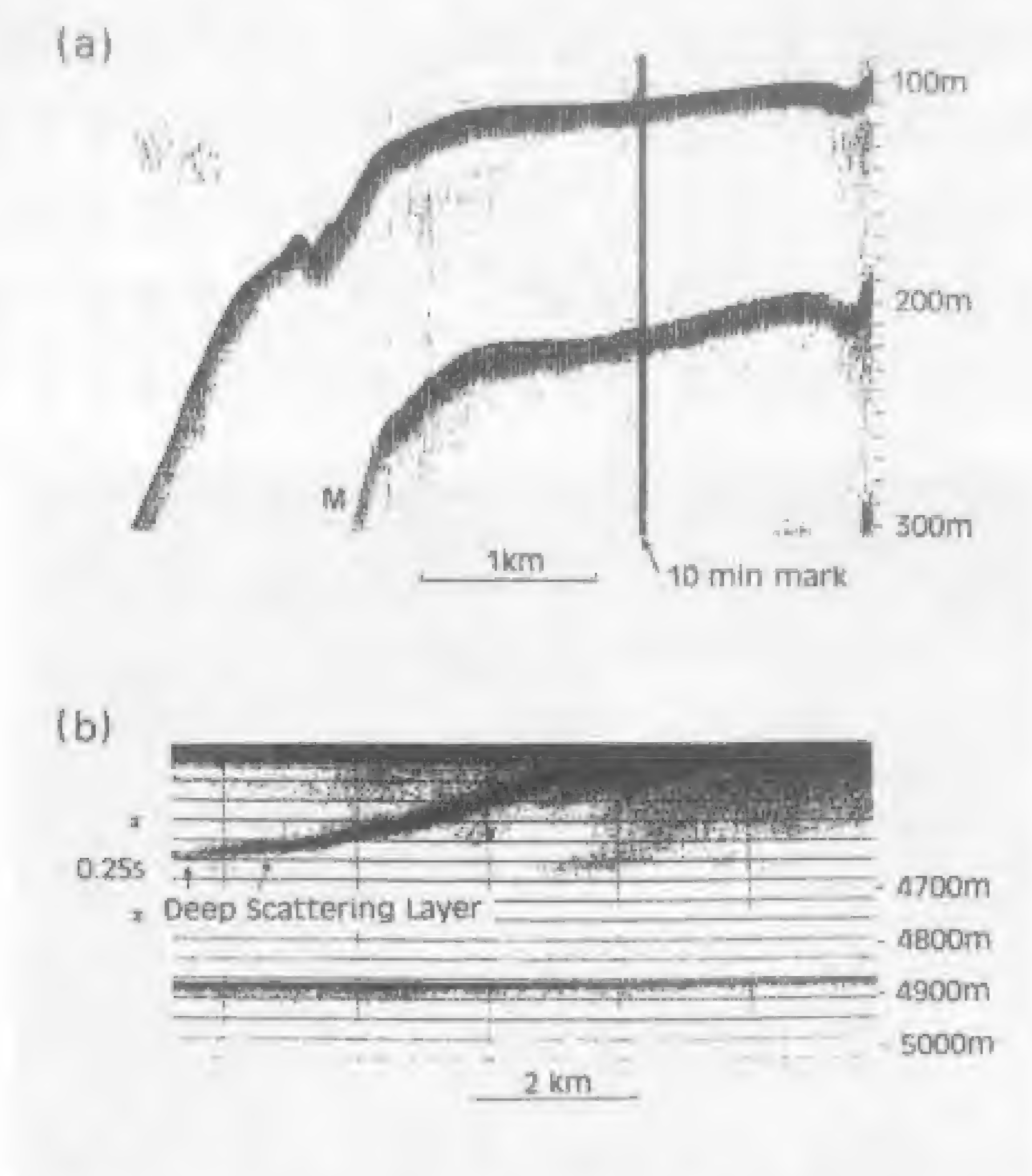


图 3.6 回声测深仪得到的剖面图：(a) 横跨西非大陆架的测深剖面。上方为一次反射波，下方（标记有 M）为多次反射。假设声波速度为 1500m/s。垂向放大了 20 倍。(b) 大西洋赤道附近塞拉里昂深海平原处的强底波反射。垂向放大了 8 倍。假定声速为 1463m/s，深度单位为米。上部记录显示深部散射层在日落时开始向上移动。

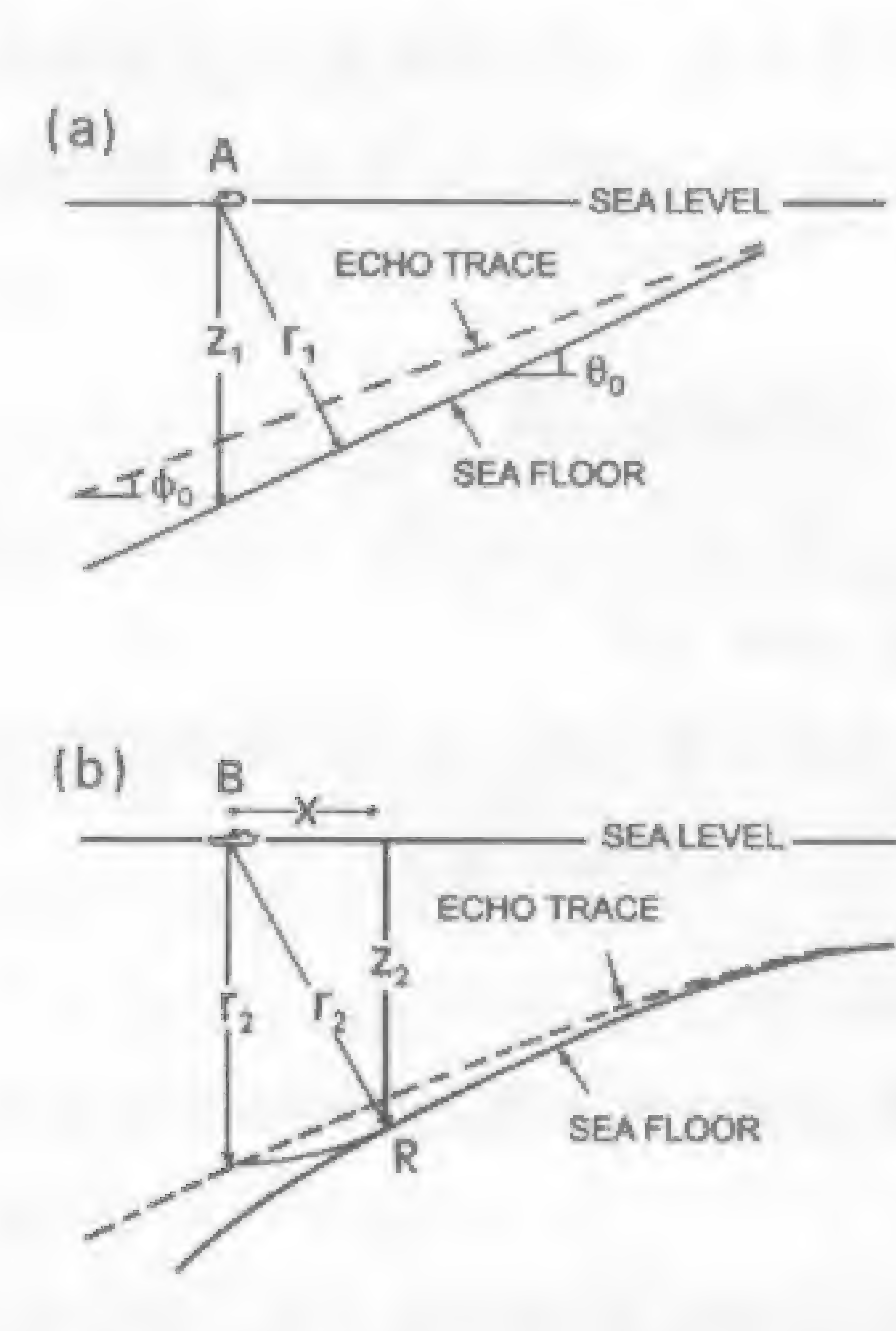


图 3.7 地层倾斜时回声测深仪的测深原理：(a) 坡度不变；(b) 坡度有变化（据 Krause, 1962），经国际水道测量局（IHB）允许引用。

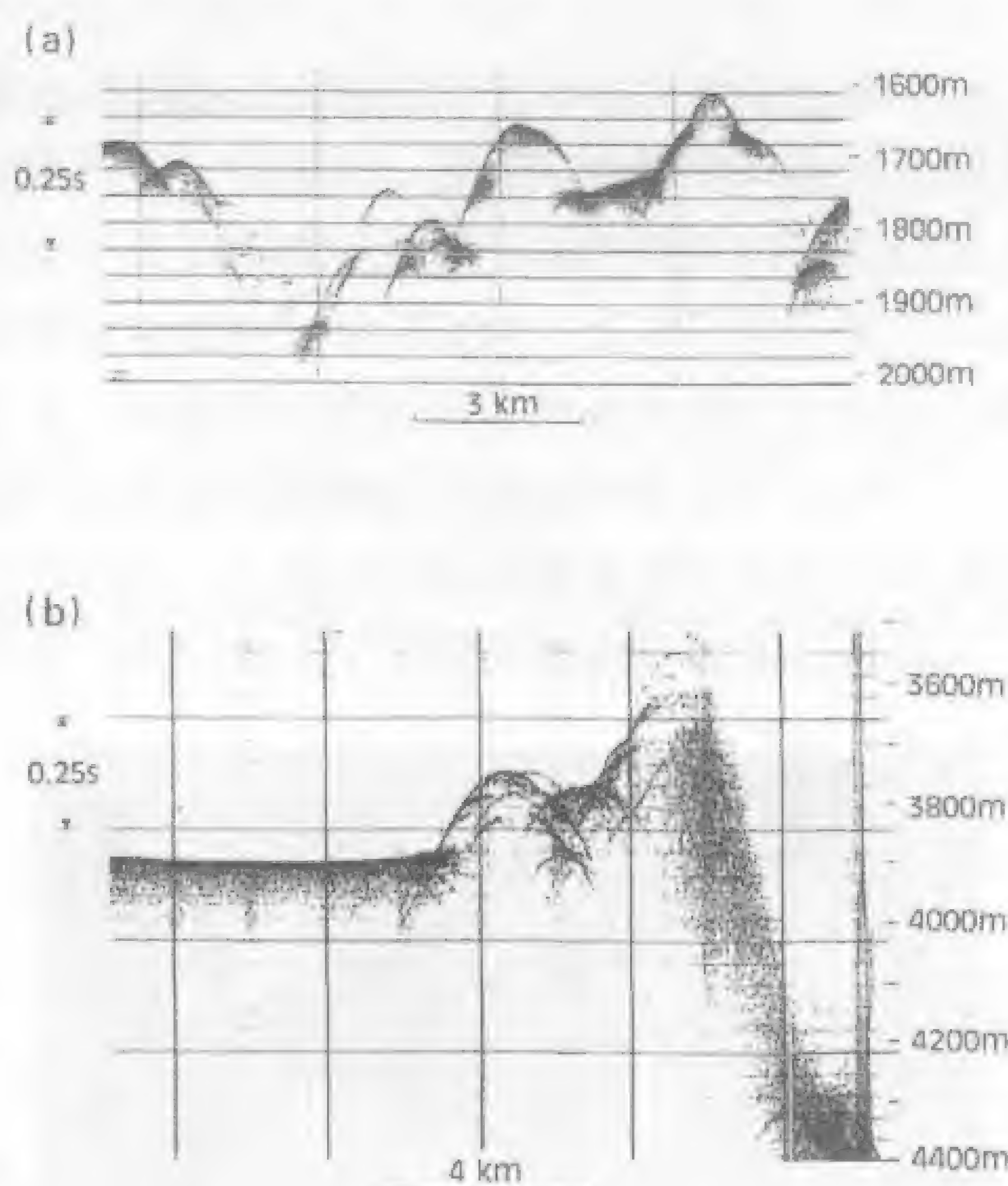


图 3.8　西非毛利塔尼亚附近切穿大陆坡的峡谷。峡壁反射轨迹具双曲线特征。垂向放大 10 倍。(b) 大西洋中脊（1° N, 30° W）St Paul 断裂带周围的断崖，陡坡由一系列复杂的衍射信息合成，垂向放大 12 倍。

使用窄波束回声测深仪便可有效地消除旁侧回声。可以同时使用宽波束（约 30°）和窄波束（约 3°）的换能器，前者发射频率在 10kHz 左右，后者约为 200kHz（图 3.9a, b）。由于窄波束回声测深仪仅接收船下方反射点附近很小区域的反射波信号，因而其测得的地形分辨率较高。电子波束控向可确保回波信号能量正好落在主瓣内。图 3.9c 和 d 根据在红海中部应用宽波束和窄波束两种回声测深仪得到的记录形象地说明了两者的区别。高频剖面不仅给出了清晰的海底图形，而且还清楚地显示出剖面中部部分充填海槽的重卤水层顶面的反射信息。

3.2.3 测深数据成图

测深结果通常以测深剖面图、等深图、等深曲线图或俯视图等形式表示（见第一章）。由于测区的水深值和地理位置都可以数字形式表示，因而目前测深数据的成图和分析已广泛使用计算机图像处理技术。世界地形数据库 ETOPO5 就是一个重要的信息源，其中包括海洋等深图网格数据，数据的经纬度网格为 5′ ×5′ （Smith, 1993）。

等深图通常以晕渲地形图来表示，如图 3.10 所示。绘图前先把不规则的、离散的测深值或数字化的等值线值进行规则网格化，然后再以 0（黑色）到 255（白色）之间的灰阶值进行显示编码。彩色也能编码，每种都由红、绿、蓝三原色按一定的比例组成。由于图像处理技术的发展使得图像比例尺、投影和视角的调整非常容易，更易于我们捕捉到一些微细的构造特征和与其它地球物理数据进行对比，因而目前图像处理已成为地质解释不可分割的一部分。

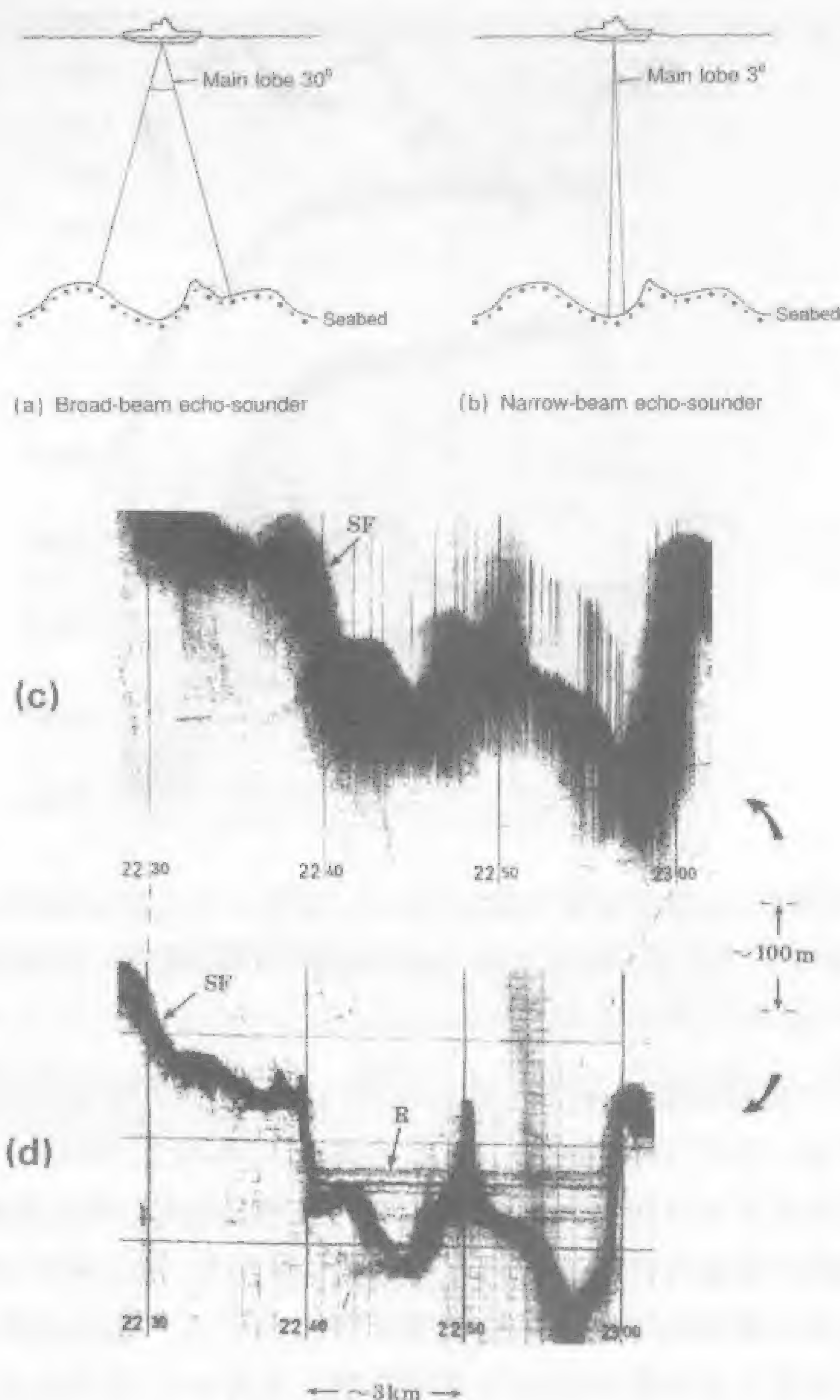


图 3.9 (a)和(b) 宽波束回声测深仪和窄波束回声测深仪发射波束示意图；(c)和(d)两种测深仪得到的穿过红海中部 Atlantis Ⅱ Deep 区的两幅回声测深剖面图：(c)宽波束（30°，18kHz）；(d) 窄波束（1.3°，30kHz）。最深探测深度为 3800m。窄波束换能器的精度高，不但能探测到清晰的 SF 区，还能探测到与热液作用有关的重卤水 R 区（经 Elsevier Science 公司允许引自 Ritcher 等人，1986）。

3.3 条幅式测深

我们对海底地形的了解主要依赖于普通的回声测深仪。即便是在它问世的半个世纪以来，许多大洋海域仍然只覆盖有极稀疏的测深线（测线间距往往从几十公里到上百公里不等），所以我们对海底起伏的了解远不如对火星和水星地形的了解（Smith, 1993；Smith and Sandwell, 1994）。在

知之甚少的海域，我们就不得不借助于卫星测高计进行测深，关于这一点我们将在第六章进行详细讨论。局部海域如果回声测深仪的测线很密集足可获得三维信息，但是这样的详查需要相当昂贵的船时，即使测线格网布设得很好，在绘制地形图时也仍会出现一些问题，尤其是在以往的调查中，由于导航定位导致的不确定性和勾画测线间崎岖起伏地形的不确定性，使得这种现象更为明显。为了获得更详细的海底地形资料，人们已经开发了好几种声学系统，它们不仅能描绘船正下方的海底形态，还能获得船两侧的海底形态，主要有三种：

1. 旁侧声呐，它能给出船侧目标体反射回的声波图像；
2. 多波束条幅回声测深仪，它能给出船航迹外侧区域的水深等值线图；
3. 组合式条幅成图系统，它组合了旁侧声呐和条幅测深系统。



图 3.10 将部分地中海数字化等值线内插成 1km×1km 网格数据绘制而成的阴影图（据 Mark and Pike,1991）。高度角和视角分别为 30° 和 315° 。经美国地球物理学会（AGU）允许后引用。

3.4 旁侧声呐

3.4.1 应用于大陆架调查的旁侧声呐

旁侧声呐是在二战期间为探测潜艇而设计的 ASDIC 系统基础上发展起来的。它是一种主动式声呐，从旁侧换能器中发出声波，再根据回声信号探测水下目标体。本世纪 50 年代，英国国家海洋研究所的一个专家组认识到了把这项技术应用于大陆架研究的潜力。他们发现海底上延

伸好几百米的不规则体可以产生清晰的回声，利用产生的回声信号可以确定这些不规则体的形状和位置(Belderson et al.，1972)。随后的研究使旁侧声呐在海洋地球物理和地质学领域取得了长足的进展。

旁侧声呐的结构如图3.11和3.12所示。表3.1列出了一些常用的浅水声呐系统。与传统回声测深仪的锥形发射形状不同，旁侧声呐艏艉向的主声呐束是窄的(约 1°-2°)，横向是宽的(约 20°-40°)。这样也可以通过侧瓣记录船附近区域的反射能量（图3.11)。换能器包括一组压电元件的线阵组成，其工作频率在9-500kHz之间。磁致伸缩换能器通常只发射低频率信号。先发射一短脉冲，继而接收来自船正下方的海底回波和从海底到船侧的反向散射波及镜面反射信号。脉冲长度根据所需的声学分辨力和测程可在几十毫秒到几百毫秒之间变化。

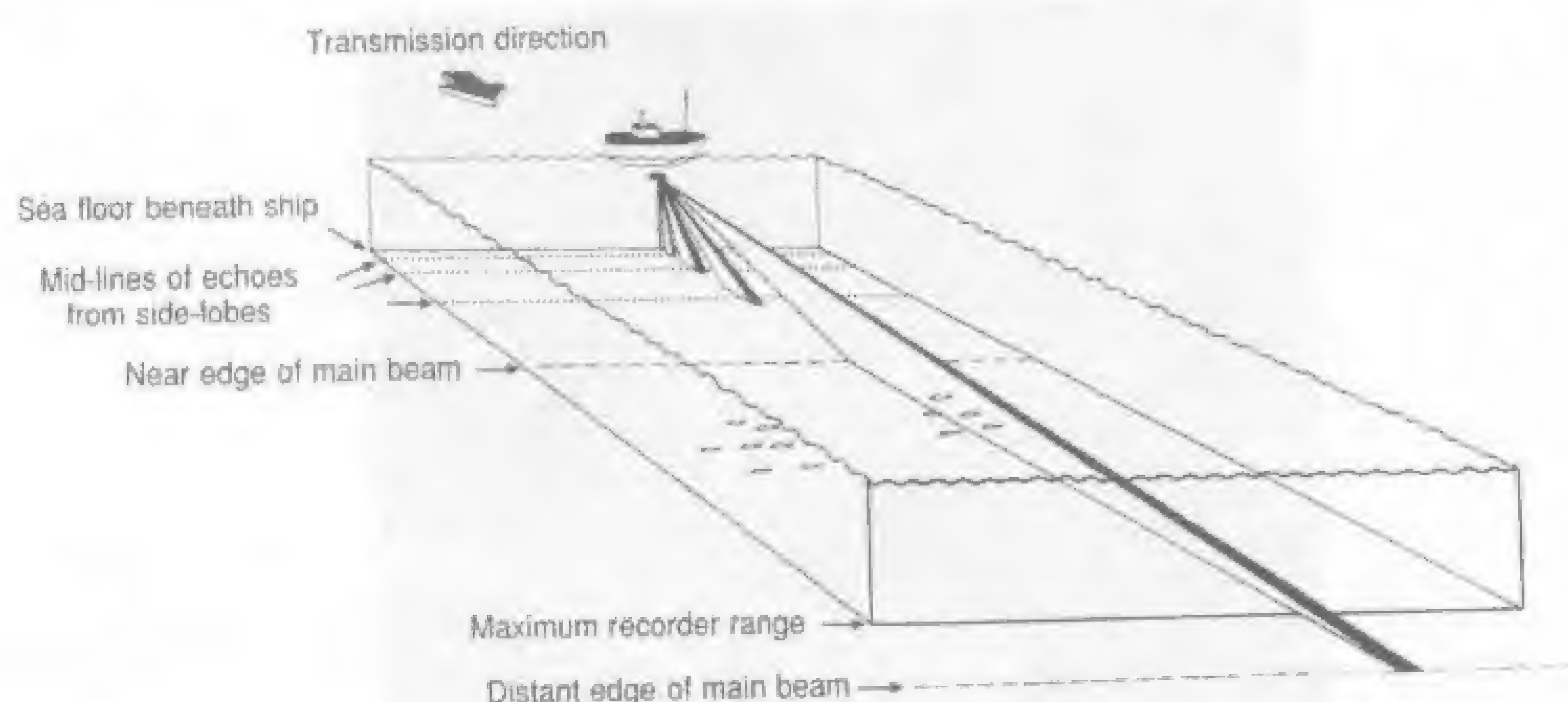


图3.11 旁侧声呐换能器发射波束的框架图(据Belderson *et al.*，1972，经 Elsevier Science 公司允许后引用)。

海底反向散射强度受反向散射系数S_b控制，S_b是指海底单位面积的声波发散强度与平面入射波强度之比，即：

$$S_b = P_b/(I_i A) \qquad (3.6)$$

其中P_b指单位立体角的散射功率；I_i指入射功率，A 指海底声波影响面积。S_b的大小与海底起伏及整个海底区域声波速度和密度的变化有关。在大陆架，海底起伏的水平尺度可从10km以上变化到小于入射波长的微小地形（100kHz 的换能器的分辨率为15mm)。海底起伏可简单地用瑞利系数R来表示：

$$\mathrm{R} = kH\sin\beta \qquad (3.7)$$

其中k为波数（$2\pi/$信号波长)，H为海底形态峰谷间的均方根高度，β为以度为单位的掠射角（90°一入射角)。当R<<1时，表面平坦易发生镜面发射，所有入射能量均向上发射；当R>>1时，表面变成一个散射面，能量会向各个方向发射，其中也包括反向散射。在沉积物覆盖区，声波通过海底时会产生大量回波，它也是整个反射波能量中很重要的一部分。

旁侧声呐的分辨率主要取决于声波束形状和传递脉冲长度两个因素，两者决定了声学覆盖点的大小。声学覆盖点沿航迹方向的大小（△x)和横向大小(△y)可分别由以下两式来定义：

$$\Delta x = \theta R \quad (3.8a)$$

$$\Delta y = (\bar{V}_w t/2)\sec\beta \quad (3.8b)$$

其中θ是以弧度为单位的射束孔径角；R 是距目标体的距离；$\bar{V}_w$是声波在海水中的平均速度；t是传输时间；β是掠射角。0.1ms 脉冲波的分辨率可达到几厘米。

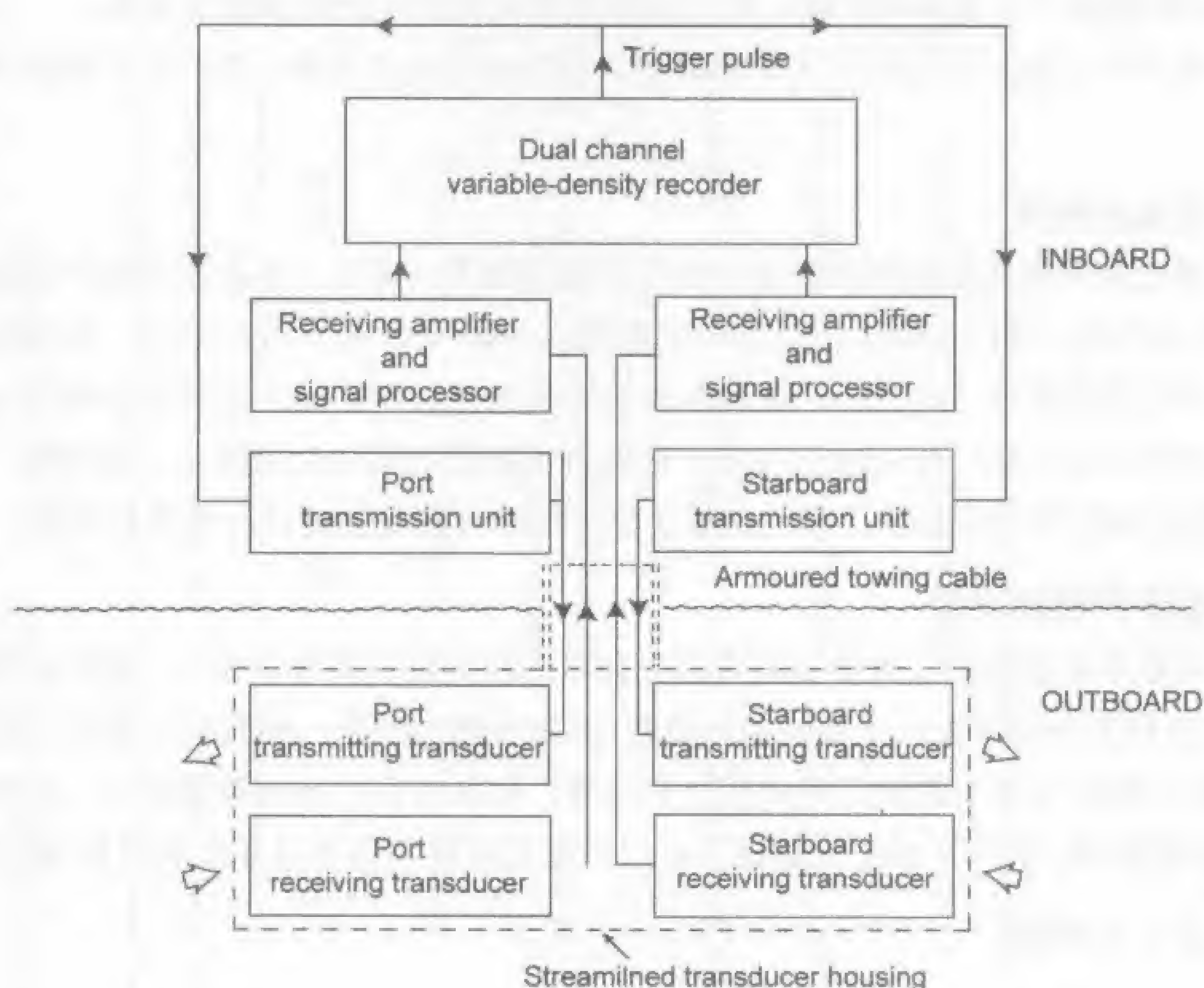


图 3.12 旁侧声呐系统的主要组成部分示意图(据 McQuillin and Ardus, 1977)

将换能器装在船壳上或者流线型拖曳体内可有效地扫描船的左右舷。在其它仪器还在用单频波操作时，旁侧声呐已开始充分利用两种频率信号的反向散射响应，以识别海底地形和沉积物颗粒大小（如：30kHz 和 72kHz，Ryan 和 Flood,1996）。在一个充分混合的水层里，声呐测宽由主射束孔径角和换能器距海底的高度两者决定（图 3.11）。波束宽度一般在 20° 到 40° 之间，当换能器拖曳于水深 200m 的海面附近时其测宽约为 0.35-0.75km。换能器的拖动要尽量保持平稳，这样可以有效地避免信号失真和因入射回波未能落入主声呐束中而引起的振幅波动。当换能器拖鱼拖曳于海面附近时其测宽较大；而拖曳于离海底几米处时分辨率较高，能探测到微小的地形起伏。一般来说，换能器离海底的距离大约是其测宽的 10%左右。

犹如回声测深仪，旁侧声呐触发输出脉冲信号的记录器也显示反向散射信号，并以数字形式记录下来，以便以后进行校正和图像增强处理。由于到达波至伸展的水平范围较大，因而需加入时变增益，以补偿远处扫描的振幅损失。图 3.13 就是声谱记录的一个实例。因而在解释这些记录时必须要注意辨别伪声波，伪声波主要受到以下几个因素的影响，如海面回波、多次波、侧回波，以及由于换能器偏航和水柱热分层而引起的目标体反射信号畸变。

为了对声谱记录进行定量分析，我们必须考虑引起比例尺失真的那些因素。一般来说，旁侧声呐图像只给出到目标体的斜距而并未给出航迹横穿海底的距离（图 3.11）。在近源场处畸变是最大的，并且随着海底与换能器间距离的增大其影响范围也会变大。如果换能器拖曳于距海底约为其最大测宽的 10%处，畸变仅仅影响航迹附近的一小块区域。这样用以补偿斜距和船速变化而进行的几何校正量很容易在声呐图像中得到(Blondel and Murton, 1997)。在航线间距小到足以使声呐覆盖产生重叠的区域，校正过的声谱记录便可拼接成镶嵌图像。

目前旁侧声呐已被广泛应用于大陆架调查，包括基岩地质制图、海底矿产资源评价、地质灾害探测等。

3.4.1.1 基岩地质制图

声谱记录能揭示现代沉积物未覆盖区的许多构造细节。图 3.13b 就是英格兰南部的基岩结构图，该区有侏罗纪（约 150Ma）的沉积岩出露(Donovan and stride, 1961)。最强的回波产生于坚硬石灰岩组成的低脊（约 1m），该石灰岩与较易被侵蚀而形成凹陷的页岩相间分布。诸如此类的旁侧声呐记录已被广泛应用于与采样有关的大陆架的系统性制图上。为结构、粒级和功率谱等分析的反向散射研究提供了一种定量手段，用来对海底区域进行分类并制图。

3.4.1.2 海底矿产资源评价

近海砂砾堆积是重要的工业砂石料资源。分布比较有限的是富含锡石、钛铁矿等重矿物的砂矿床。粗粒沉积的海底形态产生很强的声散射，因而旁侧声呐是一种有效的勘探工具。图 3.13a 声谱记录揭示出粗粒沉积与淤泥区间明显的声边界，粗粒沉积几乎是镜面反射，而淤泥却不能将声波反射到换能器。利用声谱记录镶嵌图可以对海底取样和高分辨率地震测量进行规划设计。

3.4.1.3 地质灾害探测

对于探寻对诸如石油生产平台、天然气管线和通讯电缆等海底构筑物完整性具有破坏潜力的海底因素而言。旁侧声呐是有力的一种手段。地质灾害包括岩石露头、不稳定斜坡、海底水道和峡谷及浅层气储层等等。在许多大陆边缘，峡谷深深地切入陆架坡折处，这不仅形成了不稳定边缘而且还为浊流进入深大洋提供了通道。在巨厚沉积物覆盖区天然气常出现于海底浅部。为安装海上平台进行的打桩过程中，可能会穿透浅层气囊并引起气体的喷逸，这显然是一种安全隐患。在声谱记录上海底天然气释放犹如火山口，它的大小从几米到几百米不等（图 3.13c）。少量的孔隙气也会引起浅沉积层抗剪强度的大幅度降低，因而严重影响了海底构筑物的稳定性。另外在对石油大力开采区及废物处理区海底的长期监测上也常运用旁侧声呐方法。

3.4.2 用于深水研究的旁侧声呐

早期探测洋底的旁侧声呐仪都通过安装深拖换能器来工作，这种换能器发射 120kHz 或 240kHz 频率的信号，并拖曳于离海底几米处的几千米长的传导电缆上。巨大拖曳力降低了它的速度（约 0.5-1.0m/s）。通常采用声学仪器来监测拖曳载体的高度，为避免换能器碰到海底通常会增大船的航行速度。

表 3.1 常用的几种浅水侧扫声呐系统（据 Blondel and Murton, 1997）

	Widescan 60	$[TAMU]^2$	EG&G Deep-Tow	Klein 590/595	Klein 520	Simrad MS-992
类型	浅拖	浅拖	深拖	浅拖	浅拖	深拖
测深量程	<300m	<500m	<600m	<1000m	<300m	<1000m
总扫描宽度	37.5-400m	100m-30km	<1km	<600m(100kHz) <400m(500kHz)	25-600m	10-8000m
定位误差	<100m 卫星＋近岸推算船位	<100m 卫星＋近岸推算船位	<100m 卫星＋近岸推算船位	<100m 卫星＋近岸推算船位	<100m 卫星＋近岸推算船位	<100m 卫星＋近岸推算船位
日覆盖面积	依赖于船速	$<13000km^2$	依赖于船速	依赖于船速	依赖于船速	依赖于船速
工作频率	100kHz/325kHz	11-12kHz/72kHz	59kHz	100kHz/500kHz	500kHz	120kHz/330kHz

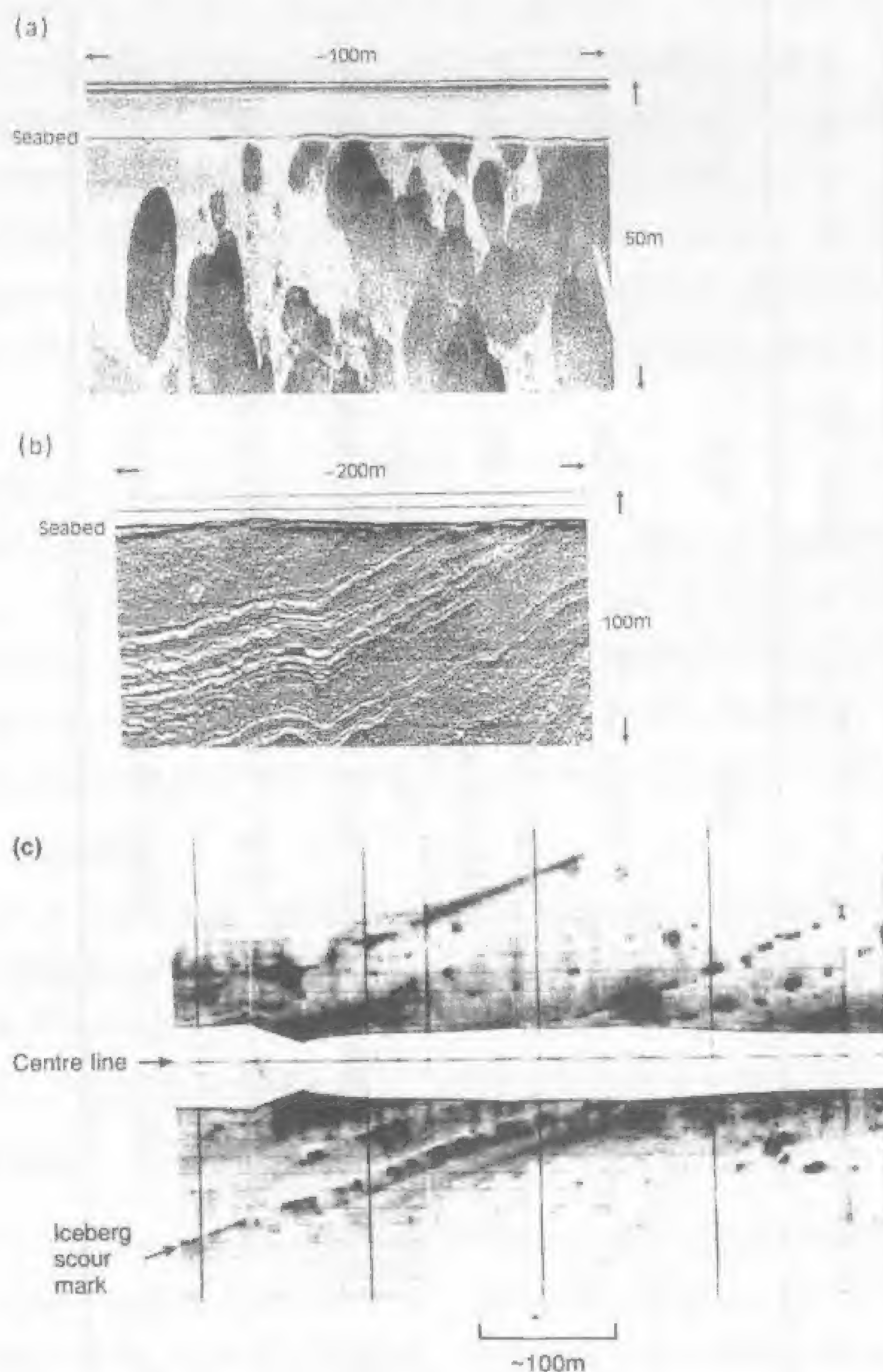


图 3.13 (a)不列颠南部旁侧声呐图显示不同海底沉积物处的反向散射也不一样。扫描范围为50m，记录长度为 100m。颜色浅的地方为淤泥区；颜色深的地方为泥沙区(经超电子海洋系统中心允许后引用)。(b)声谱记录图清楚地显示在多西特海岸和英格兰南部有侏罗纪时代的页岩和未变形的石灰岩出露。扫描范围为100m，记录长度为200m(经超电子海洋系统中心允许后引用)。(c) 不列颠北部旁侧声呐图清楚地显示沿着冲刷线分布着很多麻点，这些冲刷线可能是在末次冰期由漂浮的冰山引起的（由 Gardline 测量有限公司获得，并经挪威国家石油公司 Statiol 允许后引用）。

后来远程拖曳式地质声呐 GLORIA (Geological Long Range Inclined Asdic)因安装了双扫描、远程拖体声呐在技术上有了很大的改进，GLORIA 自 20 世纪 60 年代晚期以来，已经历了几个发展阶段(Laughton, 1981; Blondel 和 Marton, 1997)。GLORIA－Ⅱ声呐船（图 3.14 和表 3.2）包括两排换能器阵，一排在左舷，一排在右舷。每排均由 2×30 个压电式换能器组成，

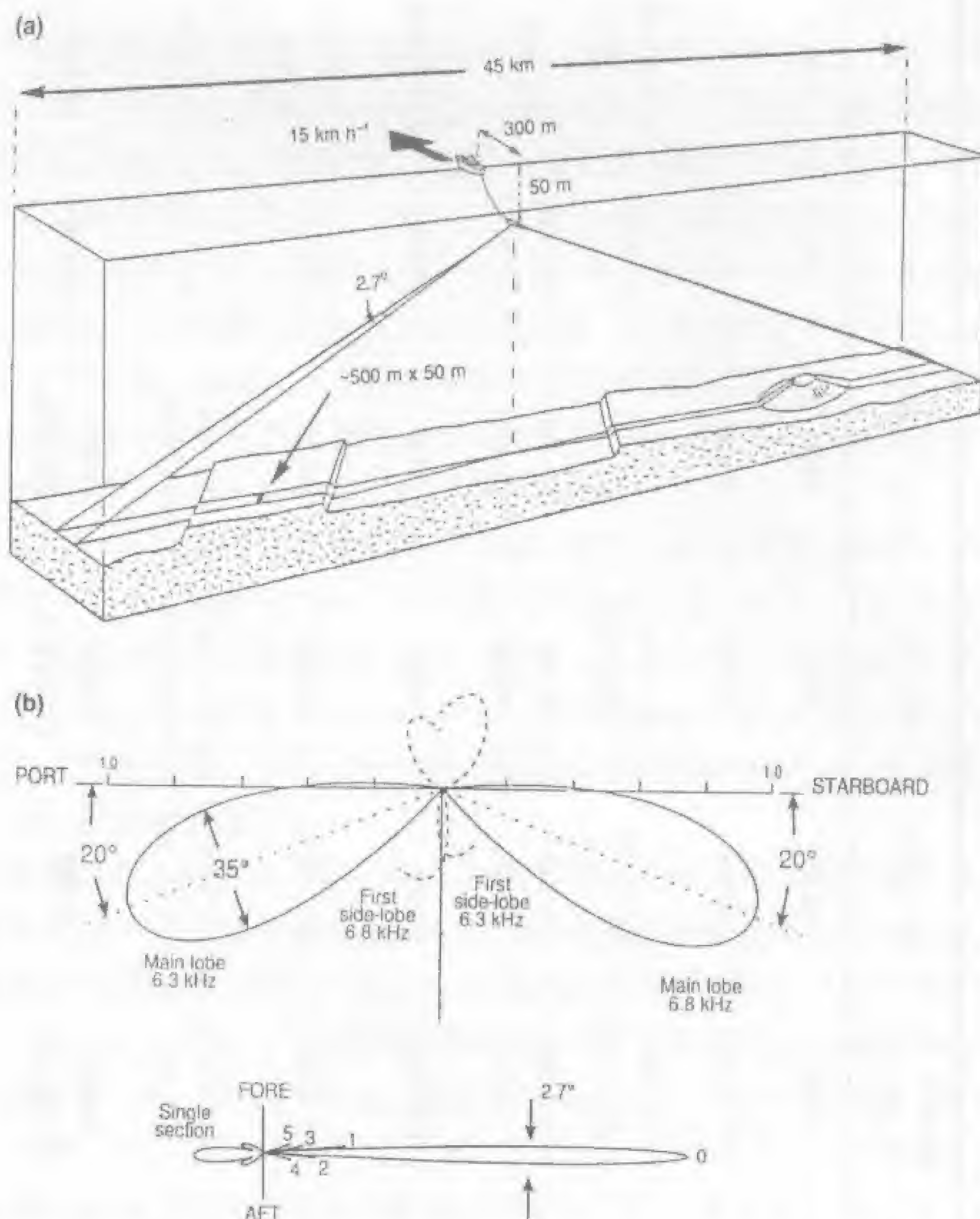


图 3.14 (a)拖曳式 GLORIA 的构造示意图; (b) GLORIA 换能器波束的形态图(据 Searle et al,1990, 经 Kluwer 学术出版公司允许后引用)。

换能器的直径为 0.17m 并相互间隔 0.1m。每排又分成 6 组，每组有 2×5 个换能器串在一起，使用时仅用每排的三组传送信号即可。其输出信号的频率为 100Hz，是一种线状调频脉冲波，脉冲长度通常为 2s,每隔 30s 输出一次。左右舷载频信号的频率分别为 6.7625kHz 和 6.2875kHz，两舷采用不同的频率可避免换能器间的相互干扰或串音。水平波束在半功率点处沿航向的开角为 2.7°；垂直波束的开角为 35°，其轴线与水平线之间的夹角保持在 20°（图 3.14b)。阵列对来自近垂向声波的敏感度很低，这就大大减小了地势平缓处多次反射的影响。当换能器拖曳于船尾之后 400m、海面以下 50m 时，船速一般为 10-20km/h。一般将脉冲波重复率设置为可保证以 7km、15km 或 30km 的标准测程同时到达船的左右舷。大型目标的位置由水柱里的声波折射得到。因为远程回声时间很长，所以最好保证换能器在拖动过程中保持稳定。如图 3.14 中布置的 GLORIA 能在大风恶劣海况中使用。由于调查常在预定的测线网格中进行，因此声谱记录会有几千米的重叠。当船以 18km/h 行驶时，它每小时在大洋的覆盖面积可达到约 1100km^2。

表 3.2 常用的深水旁测声呐系统(据 Blondel and Murton, 1997)

	GLORIA Mk Ⅱ	GLORIA-B	TOBI	SeaMARC Ⅱ /HMR-1	SAR 190kHz	DSL-120	Jason 200kHz	OKEAN	MAK-1
类型	浅拖	浅拖	深拖	浅拖	深拖	深拖	深拖	浅拖	深拖
测深量程	200-11000m	200-11000m	<10500m	100-11000m	<6200m	<6100m	<6000m		
扫描条幅总宽度	可达 60km (一般为 45km)	45km(影像) 4.5×深度(水深测量)	6km	可达 10km (一般为 10km)	可达 1.5km	0.1-1km (一般为 1km)	0.3km	2×8000m	2×1000m 或 2×250m
定位误差	100-1000m 卫星	100-1000m 卫星	50-500m 长基线	100-1000m 卫星	5-10m 长基线	5-10m 长基线	0.1-10m 长短基线	100-1000m 卫星	SBL 网络
日覆盖面积	20000km^2	20000km^2(影像) 11,500km^2(水深测量)	470km^2	10000km^2	10km^2	90km^2	10km^2	600km^2	依赖于船速
工作频率	6.3-6.7kHz	6.25-6.75kHz	30-32kHz	11-12kHz	170-190kHz	120kHz	200kHz	9.5kHz	30kHz 或 100kHz
测点大小(纵向×横向)	175×45 至 657×45m	125×45m 至 1000×45m	8×3.5m 至 43×2.1m	120×10m 至 197×2m	0.7×0.8m 至 0.3×0.4m	3.3×0.33m 至 13.7×0.15m	0.5×0.29m 至 2.4×0.15m	100×5m	35×0.5m
输出结果	影像图	影像图 水深测量值	影像图	影像图 水深测量值	影像图	影像图 水深测量值	影像图 水深测量值	影像图	影像图
日数据量	<1Gbyte	~5.3Mbyte	528Mbyte	<1Gbyte	<1Gbyte	>1Gbyte	~100Mbyte	≤350Mbyte	≤1Gbyte

将左右舷上换能器的输出电压进行离散化处理，得到496个采样点。对于30s间隔的脉冲波发射率可得到45m的横向分辨率；在船速为15km/h时对于船附近目标体的纵向分辨率可达120m，最大测宽可达900m左右。我们还能通过象元和记录（脉冲）号鉴别声作用区的各个部分。每一个象元的位置完全和船定位联系在一起，它表示声波反向散射强度的平均值，一般取0到255间的一个整数。在最后出图（纵横比为1:1）前必须先对斜距、船速变化及水层折射等的影响进行校正。然后再对记录作进一步的处理以剔除干扰，再对声谱记录进行提供统一“照明度”的校正(Blondel & Murton, 1997)。后者即为所谓的光照射或阴影校正，它考虑了随方向而改变的换能器响应，可以从深海平原信号的光滑平均或几小时内纵向电压的平均值中获得。一旦得到扩展和衰减损失便可以估计每个象元的反向散射强度。

图3.15-3.17是GLORIA仪器记录的一些实例。图3.15a是大西洋中脊火山区的声谱记录图。图3.15b是受卡斯卡迪海峡侵蚀的一处深海沉积区的声谱记录图，以往传统的回声测深仪只在轮廓上发现了它显著的曲折外貌。图3.16是中太平洋北部瓦胡岛和莫洛凯岛的GLORIA图，从图上可以看出该区存在着大型崩滑块体和火山区斜坡不稳定的大量证据。图3.17是波多黎各北部岸外大陆坡的声谱记录图，从图上也可看到陆坡大规模破坏的现象，沉积物巨大的下滑运动之后遗留下一条长长的弧形海崖。

在一些沉积物覆盖区，例如白令海，从GLORIA声谱记录图上能看到声波大量穿透海底的证据，这样反向散射波就不能简单地解释为海水与沉积物界面的物理特性。声谱记录图上曾经被认为是大的沉积波纹的相互平行条纹，现在认为是由海底以下数米的反射波相干扰而造成的声干涉带(Huggett et al., 1992)。各种深拖旁侧声呐经过不断完善已经能够得到比远程系统精度更高的测量结果，如TOBI、STAR-190kHz、MAK-Ⅰ、DSL-120、Jason－200kHz等等(Kleinrock, 1992; Wright, 1994; 表3.2)。TOBI系统包括一个30kHz的旁扫仪、一个地磁仪和其它一些传感器，它们都安装在可以产生轻微正浮力的泡沫球的框架上（图3.18、3.19）。若想记录到离左、右舷约3km宽的条带形区域的信号，就得拖曳于离海底400m处，速度保持在3km/h左右。脉冲信号长度为2.8ms，每隔4s发射一次，分辨率从近船处的约4×7m到3 km外的约42×2m不等。图3.20是由TOBI系统得到的加利福尼亚岸外蒙特里海扇处曲折的海峡图像。

旁侧声呐已被广泛应用于大陆架边缘和深海地区的调查研究。研究区域还包括可供未来开采具有潜在经济前景的深海石油区和其它矿产区。例如，美国370km以内的海岸区域（专属经济区）已使用GLORIA仪器展开了调查研究工作(Cacchione et al., 1988)。远程旁扫系统和深拖旁扫系统也均被用于探查深海边坡的稳定性、通讯缆线的新路线、深水管道和处理有毒废物的潜在倾倒地点。热液矿床和锰结核这些在地形不很复杂条件下就可以产生明显声学特征的矿床也已经开始引起人们的密切关注(Huggett & Somers, 1998; Davin et al., 1992; Weidecke & Weber, 1996)。

3.5 多波束测深

60年代美国海军开发了一种利用船下方以及航线两侧的回声绘制等值线测深图的方法，即声呐阵列测深系统(Sonar Array Sounding System)。它能从换能器中接收大量旁侧反射信号并记录信号的距离和方向，以换能器的配置来推算航迹以外区域的深度。深度数据几乎可以实时得

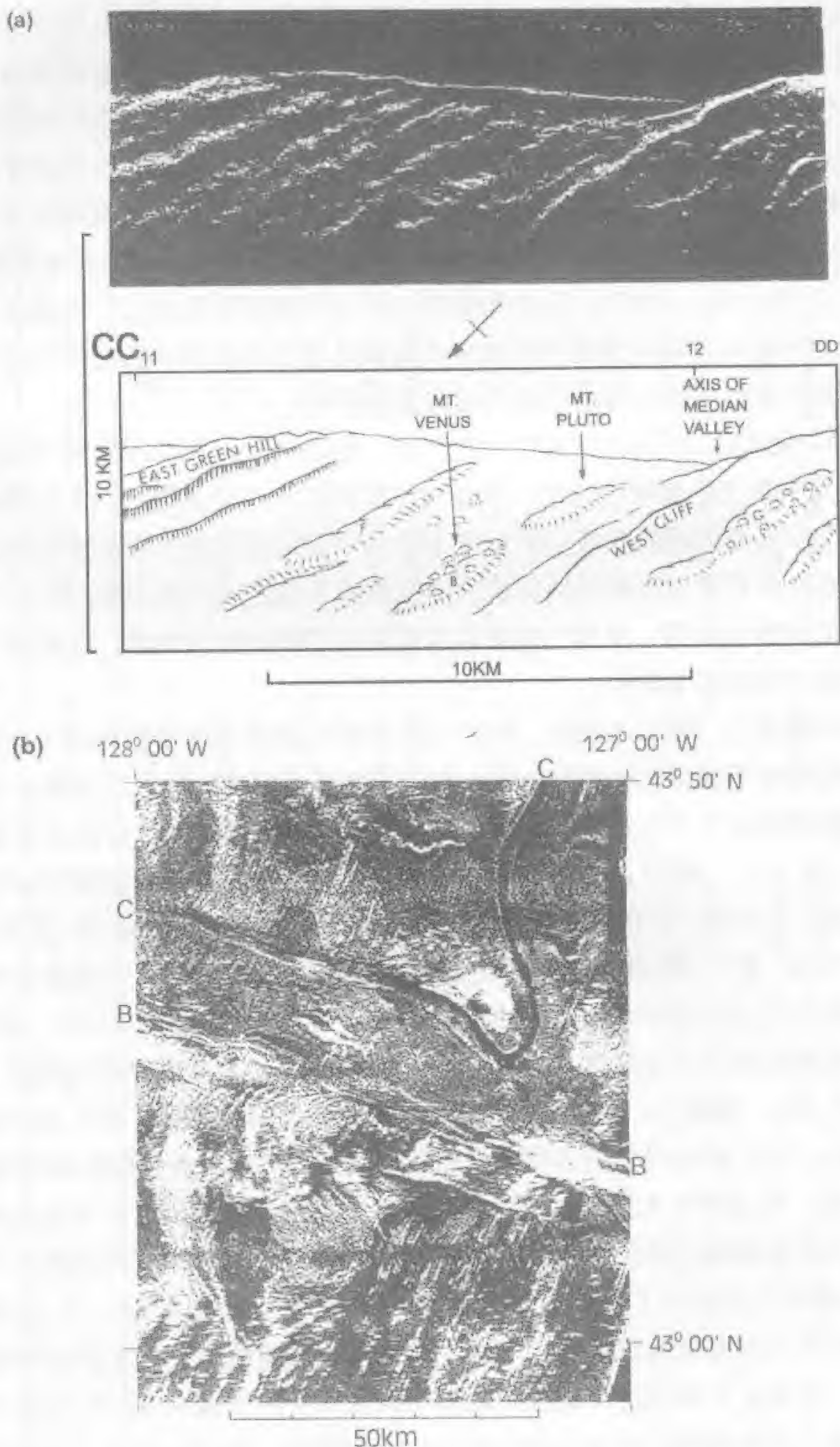


图 3.15 大西洋中脊（36° 40′）中央裂谷的 GLORIA 声谱记录图及其解释剖面(据 Laughtom and Rusby, 1975)。扫描距离为 6.7km。地形起伏具线性特征，显然正断层的反向散射较强，如 West Cliff 正断层。Mount Pluto 和 Mount Venus 是与中央裂谷轴相平行的低火山脊（经 Elsevier Science 允许引自 1975 年的深海研究 22 航次）。(b) 东北太平洋的 GLORIA 记录。B 为 Blanco 断裂带；C 为卡斯卡迪海峡(据 EEZ-SCAN 84 Scientific Staff, 1986)。上图浅色区代表反向散射较强处。



图 3.16 瓦胡岛、莫洛凯岛和夏威夷岛北部区域的 GLORIA 声谱记录镶嵌图。浅色区代表强反向散射区。在夏威夷脊发生了大规模的滑坡运动。产生强反向散射的不规则滑塌区块延伸 10km(据 Moore et al,1989)。经美国地球物理学会允许后引用。



图 3.17 波多黎各北部大陆的 GLORIA 图像。这是从东北方向望过去看到的圆形陡崖地形(据 Schwab *et al.*, 1991, 经 Elsevier Science 允许后引用)。



图 3.18　TOBI 系统从 RRS Charles Darwin 上向海中施放（经南安普敦海洋研究中心允许引用）

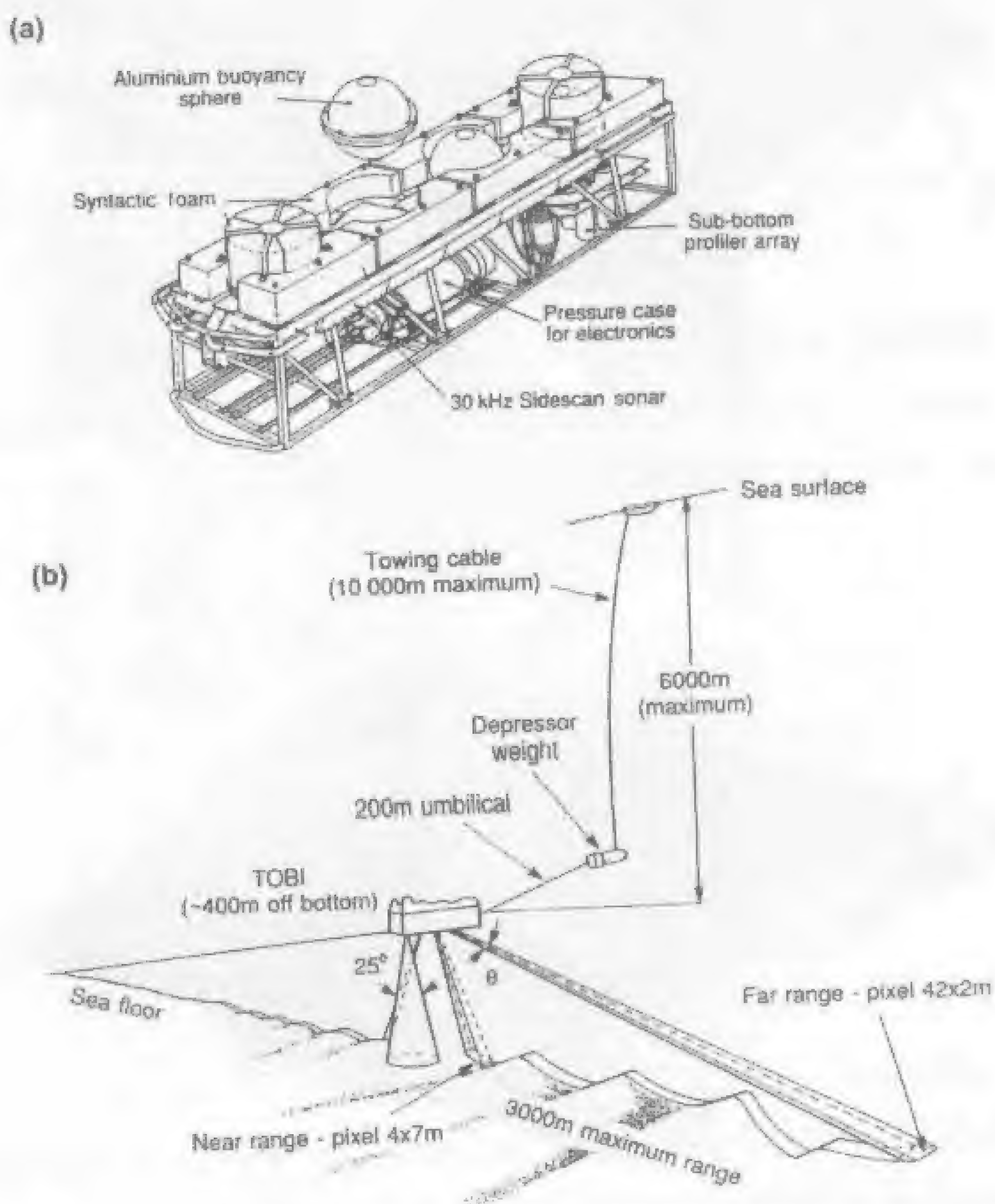


图 3.19　(a)TOBI 系统的结构框略图。仪器长 4.5m（经南安普敦海洋研究中心的 C. Flewellen 允许后引用）；(b) TOBI 系统的拖曳方式示意图（据 Flewellen *et al.*，1993），经电子工程研究所允许后引用。

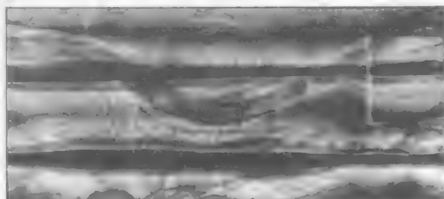


图 3.20 [illegible]（据 Flewellen et al., 1993）[illegible]

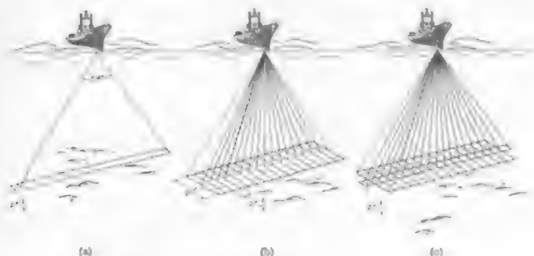


图 3.21 美国通用仪器公司制造的 Seabeam 系统原理图。(a) [illegible]；(b) 接收阵列[illegible]形成 16 个[illegible]；(c) 是 (a) 和 (b) 的叠加，[illegible]（据 Renard and Allenou, 1979）[illegible]

[illegible]，目前已有几种多波束系统应用于浅海和深水区的调查研究，如 Seabeam（美国）、Hydrosweep（德国）、Echos XD（芬兰）、EM12、EM100、EM 1000（挪威）和 TSM 5265（法国）等。多波束系统也可以用在[illegible]上，还可用在 SWATH 双体船和[illegible]上。

下面以 Seabeam 系统为例简单介绍一下多波束测深系统的工作原理（图 3.21）。它有 20 个 12kHz 的声波发射器，每一个发射器均包括四个[illegible]，[illegible]安装在船龙骨上 1m 长的保护罩下。发射器阵[illegible]，发射 7ms 脉冲信号，形成与航迹垂直的 2.67°×54°[illegible]（图 3.21a）。接收系统安装在与船龙骨相垂直的声阵模块上，它由 40 个线性排列的水听器阵元组成，[illegible]。返回的回波信号经过[illegible]，形成 16 个波束（图 3.21b），每个波束对应于海底面积为 2.67°（沿船横向）×20°（沿船纵向）扇区的回波信号，[illegible]

[illegible]深精度最高。

[illegible]向水平距离 h（设 $V_w = 1500m/s$）为：

$$d = r\cos\theta \qquad (3.9a)$$

$$h = \left(\bar{V}_w/1500\right) r\sin\theta \qquad (3.9b)$$

[illegible]

[illegible]

[illegible]

图 3.22 Hydrosweep 系列：(a) 多波束发射扇面；(b) 用于[illegible]声速校正的[illegible]。经海洋电子公司允许后引用。

这种特殊设计允许波束的功能[illegible]平均测量，同时可以在[illegible]信号。利用[illegible]测线上的垂直测深，[illegible]（见 $c^2=f^2$ 方法，见第四章）。[illegible]大大提高了测深精度，并且[illegible]校正误差较大的外侧波束区。

Echos XD 多波束系统工作频率为 15kHz，使用 60 个波束进行扫描，横向宽度 ±45°，纵向张角 2°。水深达到 6000m 时使用 60 条波束，在水深 [illegible]～1000m 之间[illegible]的 [illegible] 条波束。发射阵列由[illegible]组成，接收阵列[illegible]组成。[illegible]时采用 15kHz 的换能器。Simrad EM12 和 Thomson Sintra 多波束测深仪的工作频率分别为 12 kHz 和 13 kHz，扫描条幅宽度为水深的 2 倍。Simrad EM12 以 120° 扫描的 81 条波束覆盖 90° 的范围，而使用 162 条波束时覆盖角度可达 150°，这时的扫描条幅宽度可达水深的 7 倍。

在对[illegible]进行处理时，主要误差源[illegible]由于[illegible]确定[illegible]引起的误差和由于[illegible]的人为因素引起的误差（de Moustier and Kleinrock，1986；Grossé and Chenuet，1990；Hughes Clarke et al.，1996）。它们包括人为因素或[illegible]引起变化的[illegible]影响，以及[illegible]

[illegible]的水深变化具有足够高的分辨率 (Fox et al., 1992).

图 3.24a 就是一个大陆边缘的多波束测深实例. 图 3.24b 是以等[illegible]地形图像方式表示的东南印度洋海岭的多波束测深图.

图 3.24 [illegible]国地球物理学会允许后引用.

3.6 组合系统：旁侧声呐和多波束测深

通过[illegible]，多波束回声测深仪可以同时得到海底声呐图像和等深图。三个[illegible]多波束系统的第二代产品上，其中包括 Seabeam 2000、Hydrosweep DS-2 和 Simrad EM-12 等系统。它克服了早期旁侧声呐存在的一些问题，即有[illegible]得到的[illegible]，这主要是因为[illegible]入射角变化较小（图 3.15[illegible]）。[illegible]变化而变化。一般水深为 10km 时区域宽度为 10km。[illegible] Searle（1992）曾经将多波束数据每个像元的强度与相应海底的回波强度成一定比例绘制的旁侧声呐图。假设反射能量遵循 Lambert 定理，则在裸岩区有：

$$S_b = 10\log L + 10\log\sin^2\beta \qquad (3.10)$$

其中 S_b 是散射系数；L 是一个常量；β 是入射余角。该方法与 GLORIA 系统换能器的相同。虽然[illegible]式多波束系统的换能器排列与 GLORIA 的不同，但将它们联合起来使用大大提高了 GLORIA 声呐记录近航迹区的分辨率，并有助于横向形态的对比。

将反向散射和水深图联系起来，我们可从入射角的变化得到反向散射的变化情况，从而给出一种区分海底岩性的有效方法。这一点已在 45°N 大西洋中脊海岭处得到了验证，该区的岩石主要由年轻玄武岩、风化玄武岩及沉积物组成（Keeton and Searle, 1996）。

包括 SeaMARC II、SMR-1 和 GLORIA B 系统在内的几个拖曳式声呐系统已能提供很好的条幅测深图和旁侧声呐图（表 3.2）。SeaMARC II 系统一般拖曳于离海面约 100m 水深处，载体两侧安装了两排换能器（左舷：11kHz；右舷：12kHz）来测量回波信号的相位差（图 3.25），这样可得到某一特定反射层的入射角，从而得到反射目标体的方位（θ），再从反射时间获得距离（R），倾斜距离和深度可提供绘制等深线的网格间距。脉冲一旦发出，从换能器换向的每一侧每秒钟都可记录约 1000 多个斜距—相位值。按照方位和射线角将这些数据分成几组反射时间，反射时间再转换成深度和水平距离，并进行网格化和等值图绘制。在大洋一般使用 10km 的条幅扫描宽度，载体两侧每侧的声呐图像由 1024 个像素组成。

3.7 电磁波测深

3.7.1 雷达

由于电磁波信号在海水中衰减较快，因而电磁波测深系统在使用上受到了很大的限制（图 3.[illegible]）。[illegible]利用发射线圈和接收线圈（一般用于矿产勘探的大地电导率测定）的电磁感应机制（见第九章），只需测得海水和海底的平均电导率，便可计算出水深（Won and Smits, 1986; Zollinger *et al.*, 1987）。[illegible]电导率受[illegible]变化的影响，得到的水层厚度会有误差，这种方法可推广应用于具有电导性浮冰层覆盖的浅水海域（Holladay *et al.*, 1986）。

尽管雷达脉冲在测深时衰减很快，但由于短周期重力波受与水深地形有关的海流的调节，因而可根据海面反射得到水深变化情况。机载和星载合成孔径雷达已用来测定浅部形态的大致规模和走向，如欧洲西北和美国大陆架的沙波场和潮汐沙滩（Kenyon, 1983; Hennings *et al.*, 1990）。在海面较平静时获得的图像很清晰。1986 年，Harris 等人通过卫星合成孔径雷达和旁侧声呐的对比发现能探测到 10m 多高和 500m 间距的海底沙石梢，当时表层流速为 0.7m/s。

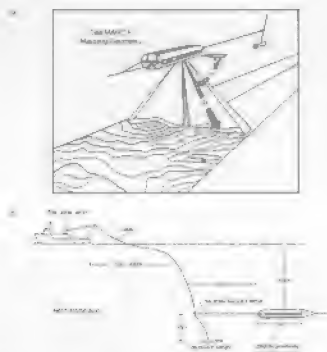


图 3.25 (a) SeaMARC II 系统；(b) SeaMARC II 系统拖曳示意图（据 Blackinton and Hussong, 1983）。经近海技术联合会允许后引用。

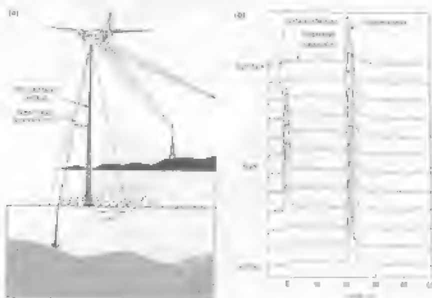


图 3.26 (a) WRELADS 系统的激光发射与接收[illegible]；(b) 由 WRELADS 系统所测的反射回波信号图（据 Penny et al., 1986）。经美国光学学会允许引自 [illegible] 25, 2046-2058

3.7.2 机载激光雷达

通过对海底激光脉冲反射信号的检测发明了一种用于机载测深测量的技术（Hickman and Hogg, 1969）。由于光线的穿透有限，这种方法只能应用于深度在几十米以内的区域，穿透深度

最大的暴露特点，因为这部分可见光谱在海水中的衰减最小。目前已经有一些机载激光测深系统开发应用于固定翼飞机和直升机上，如 WRELADS 和 LADS Mk II（澳大利亚）、SHOALS（美国）、FLASH（瑞典）、LARSEN 500（加拿大）和 Hawk eye（瑞典）等系统。

如图3.26a 表示的是 WRELADS 系统的工作原理。它主要采用一个以倍频的 Nd:YAG 激光器，绿色波长为 532nm（Penny et al., 1986）。其光扫描角度值小到足以保证空中激光器发射的脉冲能到达海底深度，再被垂直向上传输；近红外光在海面被反射回来，但不能在海面以下传播，绿光束则由海面和海底反射回来，这样的信号到达接收口的光电倍增管检测。图3.26b 表示激光系统发射的一道绿光扫描在光电倍增管上的输出结果。根据红外线反射信号可确定飞机离海面的高度和倾角。利用由以下角度得到的在海水中的扫描的几何。如果 θ 是激光束和垂直线间的夹角，其传播到海中路径长度为 $2H(\sec\theta-1)$，在确定由水中返回的信号的时间前必须要对此距离进行校正。当飞机最低点两侧的最大光束扫描角为 15° 时，在 500m 高空飞行的飞机的扫描宽度可达到 260m 左右。

机载激光系统在测深过程中受水的清晰度、海况、海底反射、激光脉冲的峰值、背景光强度和飞机高度等因素的影响。一般在清澈、平静海面的水中其系统可穿透几十米，而在浑浊的水中只能穿透 5m 甚至更小。在适当的条件下，可测深度可达 50m，测深精度约为 0.3m。与回声测深仪相比较，该系统在测深中由于温盐变化的影响较小。在 50m 水深处，温度从 0℃ 变化到 30℃ 引起的误差只有 0.1m，同样在盐度从 30‰ 变化到 40‰ 引起的误差也只有 0.07m。

图3.27 表示的为澳大利亚西南部 50m 水深处的 WRELADS 测深剖面。机载激光回声测深仪已经应用于许多海洋调查研究中，如澳大利亚、加拿大、瑞典和美国等都曾用过（Koppari et al., 1994; Lillycrop and Banic, 1993; Sinclair, 1998）。澳大利亚的经验表明，在 50m 水深处，用该系统和用回声测深仪获得的结果基本一致，精度为 ±0.3m。该系统特有的地面覆盖速度对于那种受天气和人类活动影响较大的浅水区的短期检测显得更为有效。例如 SHOALS 系统（扫描式机载激光测深系统），当其安装在 200m 高度的直升机上以 30m/s 的速度飞行时，采集 4m×4m 网格的测深数据时一小时便可扫描 8km² 的区域。

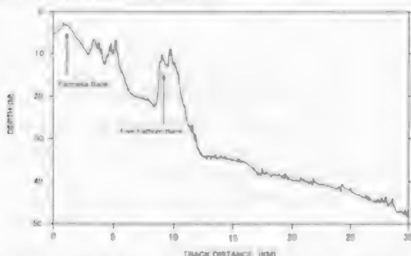


图3.27 用 WRELADS 系统得到的澳大利亚 Fremantle 西部水深剖面图（据 Penny et al., 1986。经美国光学学会允许引自《应用光学》，25，2046–2058）

第四章 海洋地震勘探：基本原理

4.1 地震波的传播

我们对海底构造的认识，主要源于对弹性波传播的研究。这些弹性波一般由可控震源和天然地震产生。其中，体波和面波是两种截然不同的地震波。

体波能在地球内部传播，分为压缩波（P）和剪切波（S）两种形式传递能量。压缩波的特征是介质中质点的运动方向和波传播的方向平行，其速度V_p取决于体积弹性模量κ、剪切模量μ和介质密度ρ。

$$V_p=\left(\frac{\kappa+\frac{4}{3}\mu}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.1)$$

P波的接收可以利用悬浮在水中的一种压力传感器（水听器）或者用感应海底位移的地震检波器（图4.1）。一般认为海底或水下爆炸产生的水中初始脉冲P波是正相位的。

S波通过垂直于波传播方向的质点运动传播地震能量。S波的传播速度V_s小于V_p，公式为：

$$V_s=\left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.2)$$

V_p/V_s与介质的泊松比σ相关：

$$\frac{V_p}{V_s}=\left(\frac{1-\sigma}{0.5-\sigma}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.3)$$

由于流体内不能产生剪切力，所以水中不能观测到S波，但可用地震波检波器在海底和钻孔内检测到S波（图4.1）。S波与P波一样，都是非频散的，也就是说它们的传播速度与频率无关。剪切波没有特定的偏振方向。地震波检波器一般只接收地面运动的水平偏振分量（SH）和垂直偏振分量（SV）。

面波只限于在固体地球外表面传播。在自由（非固结的）表面的环境下能激发出瑞利波，其特征是：地面质点在与波传播方向平行的垂直面内作逆椭圆型运动。垂向运动（振幅）随深度呈指数衰减。图4.2的震动图记录有瑞利波，该图展示了在复活节岛附近的一次地震之后，由加利福尼亚海岸外的海底地震波检波器（OBS）和一个陆地地震波检波器（BKS）所探测到的垂直地面的位移，每幅震动图上的瑞利波波列的初至都用R标注。

瑞利波的速度取决于近表面的弹性模量和介质密度。在泊松比为0.25的均匀半空间，瑞利波速为$0.92V_s$。在这种简单假设的情况下，瑞利波是非频散的。在实际地壳上，由于弹性系数和密度随深度变化，其速度也就随波长变化。由于介质密度和体波速度都有向下增加的趋势，所以能量一般是正向散射，并且长波长比短波长传播得快。在图4.2上，面波初至波的周期是23s，7分钟后就减少到10s。

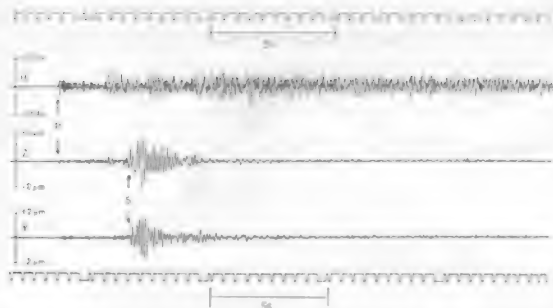


图4.1 在"FAMOUS"中大西洋中脊记录的一个地震，利用两个海底地震检波器和一个水听器所接收到的地震图。地震检波器记录垂直方向（Z）和水平方向（H）的地面运动，水听器记录水中的压力变化（H）。P波到时很清楚，在水听器道上清楚地表现为压力的急剧增加，在Z和Y地震检波器道上表现为一个振幅很小的波。S波（S）只能通过海底位移进行探测。据Francis *et al.*，(1977)。经出版商和美国地质学会允许引用。

通过确定群速度V_{gr}和相速度V_{ph}，可以量化作为波周期函数的频散。V_{gr}是以特定频率传播能量的速度；V_{ph}是一个波串内的特殊相位（波峰或者波谷）传播的速度。它们有如下关系：

$$V_{gr} = V_{ph} + f\frac{dV_{ph}}{df} \tag{4.4}$$

其中f是频率。V_{gr}或V_{ph}与波周期之间绘制的曲线被称为频散曲线。

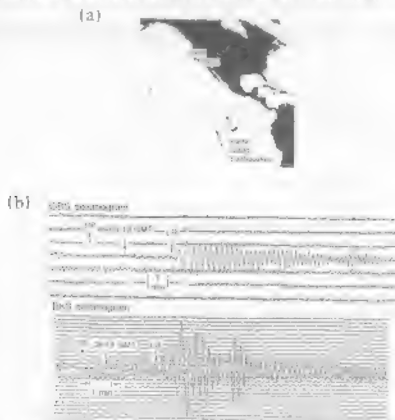
如果S波速随深度增加，或者出现层状，上覆层的S波速小于下伏层，那么勒夫波就沿表面传播。此时，地面质点在与地面平行的平面上运动，且运动方向与波传播路径垂直。作为完全极化的剪切波，勒夫波的传播速度取决于V_s。通常勒夫波是频散的。在表面，其短波长的相速度接近V_s；在较深层，其长波长相速度接近V_s。勒夫波在地球表面的群速度通常高于瑞利波。

瑞利波和勒夫波的传播包含剪切力，因此在水体中不能直接观测到，但可以通过海底位移进行探测。沿海底传播的瑞利波严格说是在液-固边界传播的界面波，即Scholte波。Stoneley波也是界面波，其质点位移从海底和其他界面向水体和固体两个方向都按指数规律衰减。如果出现平面边界，它们是非频散的，且传播速度高于瑞利波速，而低于S波速。如果界面是非平面的，则会出现频散。

表4.1列出了地壳一般物质的P波速度。很多是各向异性的，表现为速度随传播方向的变化（Christensen，1982）。片状矿物含量很高的页岩一般具有明显的各向异性特征，平行层面方向

的波速比垂直层面方向的波速大1.25倍以上。波速在垂直于对称轴的各个方向上是相同的，这种现象称为横向各向同性。通常稳定沉积层中的波速在平行于层面的方向上是相同的。成层的沉积序列由各向同性层组成，如果地震波长与层厚相比较大，则表现为横向各向同性介质。

(a)



(b)

图4.2 (a) 地震台站的位置和靠近加利福尼亚海岸的地震台站（BKS，伯克利陆地地震仪；OBS，海底地震仪）；(b) BKS和OBS地震记录到的垂向分量（LR，瑞利波）（据Froemer and Neumann，1989，美国地球学会版权1989，获授权）。

测量V_p可以对物质性质进行限制，但一般不能确定岩性。上覆层地震波速度的增大，可能是因为岩性变化，也可能是因为气候、上覆压力、火山作用和构造运动造成的孔隙度变化。P波穿过岩石时，其速度和振幅会受裂缝存在的强烈影响，图4.3所示，压力限制在50～100MPa。当孔隙没有闭合时，V_p明显下降。岩石中气体的存在将会降低V_p和V_p/V_s比率。

弹性波从震源向外传播时，由于波前扩散，弹性能量转换成热能，以及介质的不均匀性，将导致能量的反射、折射和衍射，使质点运动的振幅不断减小。球面体波穿过均匀弹性介质时，其振幅的衰减与传播距离成反比。由于压缩波和剪切波的速度通常随深度增加，这使得下行波扩散加剧，导致振幅衰减快于球形扩散。质点运动产生摩擦热量，这也使弹性能量逐渐消散。为了较好地近似，假设在单位时间内，通过垂直于波传播方向单位面积的能量流，也即强度，将随距离增加按指数规律减小。如果I是距离震源r的强度，那么：

$$I = I_0 e^{-\eta r} \qquad (4.5)$$

其中，I_0是初始强度，η是吸收系数，单位是dB/λ。对于水听器测量，强度与压强（单位面

积上的压力）成正比。

温度4℃的海水在一个大气压力下和频率 [illegible] 时的吸收系数为 [illegible] (Fisher and Simmons, 1977)。沉积物和岩石的吸收系数 η [illegible]。在 0.25—0.75dB/λ 之间 (Wilkens and Mayer, 1995)。[illegible]
岩石的 [illegible]，$\eta\lambda$ 为常数时，吸收与频率成比例，η 随 [illegible] 的增大，[illegible]
的 [illegible]。对于 [illegible]，其能量在传播中的损失主要是由于散射造成，吸收只占很
小的比例。吸收随频率和距离的增大而增加，并被认为是在 [illegible] 情况下能量消散的主要
机制。输入震源脉冲的频率会在 [illegible] 传播中加宽。

表4.1 在海洋一般沉积物的纵波速度。数据来源于 Christensen(1982), Bearss and Brooks(1991), Sheriff and Geldart(1995)和 Reynolds(1998)

岩 性	V_p（km/s）
海水	1.45—1.53
非固结砂	1.5—2.0
深海软泥	1.5—1.9
粘土	1.0—2.5
页岩	2.0—4.1
永冻层	3.5—4.0
沙岩(第三纪)	2.0—2.5
沙岩(石炭纪)	4.0—4.5
白垩（白垩纪）	2.0—2.5
石灰岩（侏罗纪）	3.0—4.0
石灰岩（石炭纪）	5.0—5.5
白云岩	2.5—6.5
岩盐	4.0—5.5
玄武岩	3.5—6.0
辉长岩	6.0—7.0
花岗岩	4.0—6.1
超基性岩	7.5—8.5
蛇纹岩	5.5—6.5
片麻岩	3.5—7.6

4.2 探测海底构造的体波方法：折射地震观测

4.2.1 层状介质中的传播

海洋地震学的主要目标之一，就是为了发现地震波速度如何随海洋深度和位置的变化而变化。为了勘查数千米以下的地层，我们可以用地震折射的方法，一般包括水下爆炸，并在不同的炮检距下精密测量折射体波的旅行时间。

图 4.1 [illegible]

图 4.4 (a) 在水层（WW）和首波（R_n）[illegible]；(b) 直达波和首波在正向和反向传播时的时距曲线。

假设一个简单的海洋折射模型（$V_1 > V_0$）的，[illegible]一个平面倾斜的两层结构，界面以倾角 α 向右侧倾斜，V_1 [illegible]。当地震波射线入射角为临界角 i_c（$i_c = \sin^{-1}(V_0/V_1)$）时，将会在界面上发生折射（图 4.4）。当产生以速度 V_1 沿界面传播时，[illegible]以速度 V_0 的"首波"形式穿过水层向上传播，[illegible]。从震源到海面检波器的总旅行时间由下式给出：

$$t_{updip} = \frac{x}{V_0}\sin(i_c + \alpha) + \frac{2z_d(V_1^2 - V_0^2)^{\frac{1}{2}}}{V_1 V_0} \qquad (4.6)$$

其中，z_d 为下倾层厚度，即震源到折射界面的垂直距离；地震能量从震源到检波器直接传播（直达波）的旅行时间，可以用于确定速度 V_0。在时距曲线图上，直达波线的斜率是 $1/V_0$，首波的

视速度$V_{downdip}$，是穿过临界折射路径平面的线（图4.4b中的RG）的斜率的倒数，公式为：

$$V_{downdip} = \frac{V_0}{\sin(i_c + \alpha)} \quad (4.7)$$

为了获得下伏层真速度V_1，以及折射界面的倾角，可将震源剖面反转为上行传播（图4.4b），其上行旅行时为：

$$t_{updip} = \frac{x}{V_0}\sin(i_c - \alpha) + \frac{2z_u(V_1^2 - V_0^2)^{\frac{1}{2}}}{V_1 V_0} \quad (4.8)$$

其中，z_u为上倾层厚度，即震源到倾斜界面的垂直距离。

上行视速度：$V_{updip} = \dfrac{V_0}{\sin(i_c - \alpha)}$ (4.9)

确定速度V_1的临界角i_c，以及倾角α，可以由方程(4.10)和(4.8)得到

$$i_c = 0.5\left(\sin^{-1}\frac{V_0}{V_{downdip}} + \sin^{-1}\frac{V_0}{V_{updip}}\right) \quad (4.10)$$

$$\alpha = 0.5\left(\sin^{-1}\frac{V_0}{V_{downdip}} - \sin^{-1}\frac{V_0}{V_{updip}}\right) \quad (4.11)$$

其中，$x-t$时距曲线图中上倾界面时距曲线斜率为：$m_u = 1/V_{updip}$，下倾界面时距曲线斜率为：$m_d = 1/V_{downdip}$。

实际上，震源和检波器都是沉放在上覆水层中的，因此旅行时需校正到某一个参考面上，参考面通常是海面或者海底。L. Mota (1954) 将该理论扩展到两层介质的情况，并且推导出用于计算"速度—深度关系"的表达式，适用于各向同性平面界面任意倾斜的叠层。时距曲线图上较有价值的是"时间项技术"，能用于推断构造（Willmore and Bancroft, 1960）。为了推导每个检波器位置下反射体的深度，把旅行时分为两部分：第一部分是波以高速层速度从炮点到检波器点直接传播所需要的时间；另一部分是波入射至高速层，再经反射返回的时间。该技术已适用于解释一些早期的大陆边缘的折射剖面，但只限于折射体倾角小于10°的情况。

该折射方法不能得到剖面低速层的厚度。地震波射线在遇到比如低速非固结层或者含气沉积时不能进行临界折射，不能产生首波。截距时间可以表示低速层以上介质的大致厚度（Dobrin, 1980）。对于横向各向同性的介质层，某一点的P波和S波速度可由椭圆近似表示，其中水平速度V_h和垂直速度V_v分别对应椭圆的长轴和短轴。如果平面波在各向同性介质1和2的分界面上的入射角是θ_1，折射角是θ_2，那么：

$$\cot^2\theta_2 = V_{v2}^{-2}[V_{h1}^2\cot^2\theta_1 + V_{v1}^2(V_{h1}^2 - V_{h2}^2)]/[V_{h2}^2 V_{v1}^2] \quad (4.12)$$

其中，V_{h1}和V_{h2}对应介质1和2中的水平速度。各向异性射线路径的偏差能用于计算时距曲线图上的结构（Levin, 1978）。

图4.5是根据多层结构地震信号绘制的时距曲线图。其中图4.5a是在西大西洋的一次较早的地震折射试验中，悬挂在固定浮标上的水听器接收到的信号输出。线G_2和G_3表示两种炮检距大于

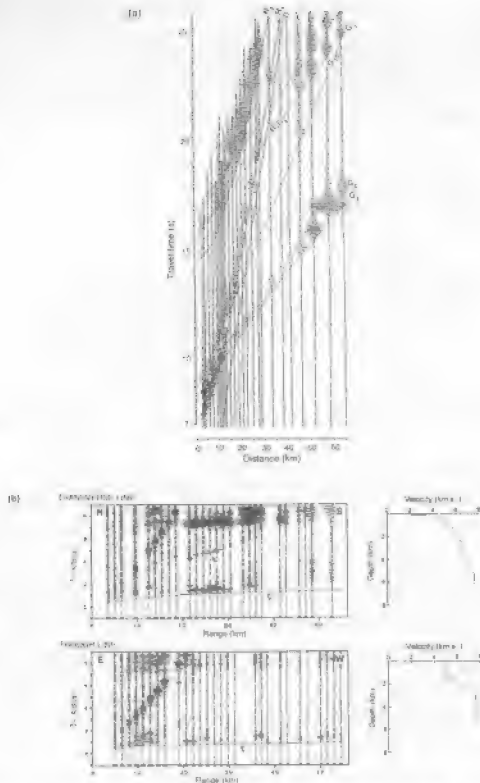


图 1.5 (a) 西大西洋的地震时距曲线图。D 为直达波；H 为首波；R 为反射波。(b) 两条位于 24° N, 46° W 的中大西洋洋脊裂谷断裂带上的地震折射线。在每幅图上，随着时间的减小，速度从 6km/s 开始减小。顶图的测线垂直于断裂区；底图的测线沿着断裂带谷底。同时绘出速度－深度曲线（据 Cormier *et al.*，1984）。经美国地球物理学会允许后引用。

10km 的爆炸震源的剖面，在短距离范围内最早到达的是来自海底的临界折射，水中直达波出现在后续波。图4.5中的各道由停于中大西洋脊翼部和裂谷海底水听器记录，并绘制成显示的时距曲线图，

$$t = t_{obs} - \frac{x}{V_r} \quad (4.13)$$

其中t_{obs}是观测旅行时，V_r是不断减小的速度，首波 1.8 km/s，在"速度－深度"图上 8km/s 的速度表现为一平行于坐标轴的直线。降低时间的绘图扩展了时间尺度，使得最晚的地表波到也能清楚地显示。

4.2.2 速度梯度和波的传播

4.2.2.1 海水中的速度梯度

震源和检波器通常置于水体中，由于海水中声速垂直变化非常明显，这使得地震波射线弯曲（见图3.2）。在应用直达波确定炮检距时应该考虑水层的折射。图4.6a显示近海面的P波折射，射线的弯曲使得没有真正意义上的"直达波"可接收。如果声速随深度增加（图4.6b），那么向下弯曲的射线就可能到达海底，在利用海底反射波旅行时确定炮检距时必须注意这种可能情况。如果震源附近声速最小，那么大部分地震波能量将会在水层中被完全折射，产生波导的区域称为SOFAR通道（Ewing and Worzel，1948）。这里的地震波能量损失低于均匀介质，这是由于能量与距离成反比，而不是在球面传播的情况下与距离的平方成反比。

4.2.2.2 海底之下的速度梯度

海底以下P波和S波的速度梯度源于不同的沉积充填模式、成岩作用过程以及岩性变化特征。对于在浅部经过快速脱水和压实作用的非固结沉积层，沉积充填的影响十分明显；对于断裂的结晶基底，不断增加的上覆压力将使得裂缝逐渐减少。大范围内的岩性变化可以导致小尺度的速度跳变，在整体上将使射线明显弯曲。

目前，已经推出了很多基于表面和井孔测量的速度－深度函数。最简单的是假设P波速度向下线性增加，由此在深度z的速度V_z可表示为：

$$V_z = V_0 + kz \quad (4.14)$$

其中V_0是表面速度，k是速度梯度。射线路径是以表面以上V_0/k处为圆心的圆弧，该称为潜水射线（diving rays）。最大的穿透深度z_{max}的公式为：

$$z_{max} = \frac{V_0}{k}\left\{\left[1+\left(\frac{kx}{2V_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} - 1\right\} \quad (4.15)$$

其中x是半空间内射线入射点和出射点之间的距离。距离为x的旅行时t为：

$$t = \frac{2}{k}\sinh^{-1}\left(\frac{kx}{2V_0}\right) \quad (4.16)$$

这在$t-x$时距曲线上表现为下凹曲线。在距离x处梯度的倒数是在该距离内最大穿透深度处的速度（Dobrin，1980）。

图1.6 P波折射在(a)浅海（据Urick, 1983）；(b)深部海洋

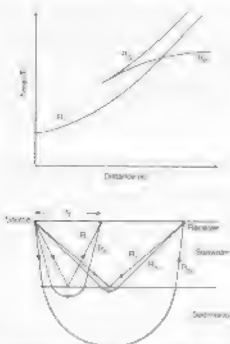


图1.7 P波穿过有速度梯度的沉积厚层时的射线路径和时距曲线图（据Ewing, 1963）

在速度均一水覆盖半空间的条件下，存在一个临界距离 x。在此距离处，地震波能够穿过水层，穿透半空间，并在表面掠射。射线路径 R_h 如图 4.7 所示。在距离小于 x 的范围内，只能观测到来自海底的反射波（R_1）。在距离大于 x 的范围内，能记录到两组波至：其中一组是传播层位浅于 R_h 的 R_1，另外一组是穿透更深的 R_2。由于 R_2 穿过高速层，使得它第一个到达表面。距离较大时，R_1 的斜率接近 D_1，而 R_2 的斜率接近 R_h。如果半空间最上层的波速与海水的一致，R_h 渐近 R_1。如果稍大，R_h 将与 R_1 相交。在一些地区，覆盖非固结沉积层的半空间最上部速度可能小于海水中速度，此时，R_h 渐近于与 R_1 平行的、并在 R_1 之上的直线。

4.2.3 射线追踪和合成地震图

射线追踪是分析折射波至的通用方法（Cerveny *et al.*, 1974）。首先建立速度—深度模型，再据此计算旅行时间，然后调整初始模型，直到计算的旅行时和实际的旅行时在给定的精度范围内一致。射线追踪必须考虑垂直和水平方向的速度梯度，以及不连续、弯曲界面，不规则界面和低速层。然而，在使计算旅行时和观测旅行时接近一致前，由于必须要进行的试验以及初始模型的技术缺陷，就少不了大量重复的计算劳动。

除使用旅行时数据限制模型以外，还可根据模型结构计算的地震图（即合成地震图，并与相关记录进行比较来限制模型。根据结构模型表面一点随已知震源信号产生的运动，并基于 K. Fuchs 和 G. Muller 的全波形反射技术，可以得到合成地震图。因为球面波可以表示为一系列的平面波，表面位移是层结构对各个面波的响应，并可被整合（Kennett, 1983），故假设表面震源产生球面传播波，且不产生剪切波和面波。计算在频率域内进行：各平面波的响应可归结为所有检波器位置的波至入射角。在时间域内的总响应可由傅立叶变换确定。合成地震图是测量复杂构造内地震波运动的重要手段。模型从初始构造估计推测开始反复修正、重建，直到结果近似观测所得的旅行时和振幅数据为止。因每检波器接收到的波至可以单独建模，直到目标检波器的射线至又重复转。若要利用二维速度综合模型，可对速度进行必要的变换和调整，直到每个模型之间，观测和合成地震图之间匹配一致。经改进的 Fuchs-Muller 反射率技术，适用于横波源（Kennett, 1983），各向异性（Booth and Crampin, 1983）以及非均匀各向介质（Chapman and Drummond, 1982）。

特定一块探测海岩位于 11°N，146°E 附近。图 4.8 给出了穿越这一复杂地区的速度—深度结构模型，走向向海平面的剖面横穿海沟。得到如图 4.8c 的海底 G1 站位记录的地震图。图 4.8d 显示了合成地震图，图 4.8e 为射线路径图

4.3 利用体波探测海底构造的方法：地震反射波法

4.3.1 旅行时和地震速度

基于记录海底反射地震波的地震反射波法，是在海洋工作中广泛应用的地球物理勘探技术，也是调查海底构造的最强有力的方法。震源和检波器拖于船后，震源以一定频率间隔产生爆炸，通过控制时间轴上的地震波波至振幅，可建立海底反射体的详细剖面。一个简单的剖面系统由一个震源和一个单道拖式检波器组成，通常如图 4.9 所示。反射剖面虽然是二维的地震图像，但它也记录震源一段波器垂直平面外反射的能量。图 4.9 中，每个反射点采样一次。一般情况下，使用多道检波器在同一点以不同的炮检距记录反射信号（多次覆盖；见 4.4.2 节）。

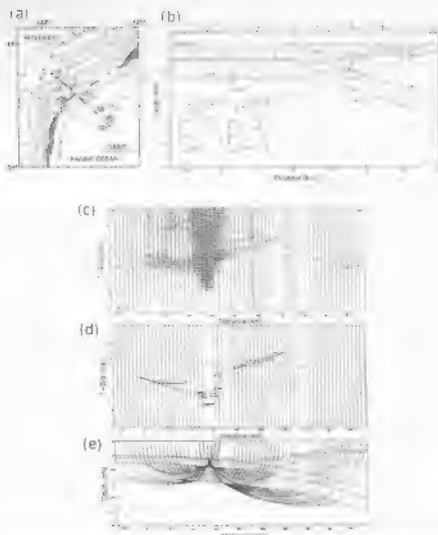


图 4.8 (a)横穿千岛—堪察加海沟的地震剖面位置图；(b)速度—深度结构图；(c)在 OBS S3 站位海底检波器所记录的地震图；(d)合成的地震图；(e)射线路径图（据 Iwasaki et al., 1989, 经 Elsevier Science 出版社允许后引用）.

为了将反射时间转换为反射体埋深，必须根据不同炮检距的波至求得每条射线路径的地震波速度。如果自深度为 z_0 的海底平面反射，反射波在炮检距为 x 的情况下旅行时为：

$$t_x = \frac{2}{V_0}\left[z_0^2 + \left(\frac{x}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.17}$$

该公式可变换为标准的双曲线方程：

$$\frac{V_0^2 t_x^2}{4z_0^2} - \frac{x^2}{4z_0^2} = 1 \tag{4.18}$$

如果用水听器的线性排列作为检波器，波至将沿着双曲线与 t 轴的交点下降，交点为正常入射时间 t_0，或者 $2z_0/V_0$（图 4.10）。不同炮检偏移距反射记录的时间差称为时差。重新变换方程 4.18 可得：

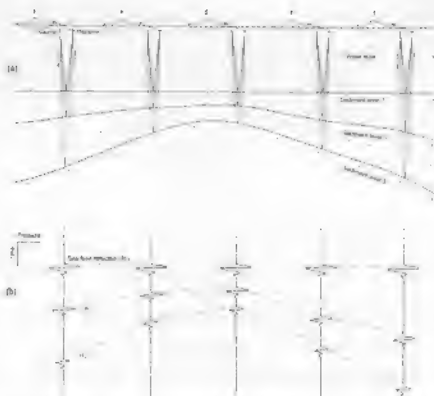


图 4.9 单道反射剖面：(a)5个炮检位置的射线路径；(b)显示反射波至的震动图

$$t_x = \frac{2z_0}{V_1}\left[1+(\frac{x}{2z_0})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.19a}$$

$$= t_0\left[1+(\frac{x}{V_1 t_0})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.19b}$$

$$= t_0\left[1+\frac{1}{2}(\frac{x}{V_1 t_0})^2-\frac{1}{8}(\frac{x}{V_1 t_0})^4+\cdots\right] \tag{4.19c}$$

当偏移距与反射体深度相比很小时（$x \ll z$）

$$t_x = t_0\left[1+\frac{1}{2}(\frac{x}{V_0 t_0})^2\right] \tag{4.20}$$

如果在偏移距 x_1 和 x_2 的反射旅行时分别为 t_1 和 t_2，则时差为：

$$t_2 - t_1 = \frac{x_2^2 - x_1^2}{2V_0^2 t_0} \tag{4.21}$$

t_x 与垂直入射时间 t_0 的差，称为正常时差(NMO)，即 Δt，

$$\Delta t = t_x - t_0 = \frac{x^2}{2V_0^2 t_0} \tag{4.22}$$

根据上面 t_0 和正常时差的关系，就可以推导出反射体的速度：

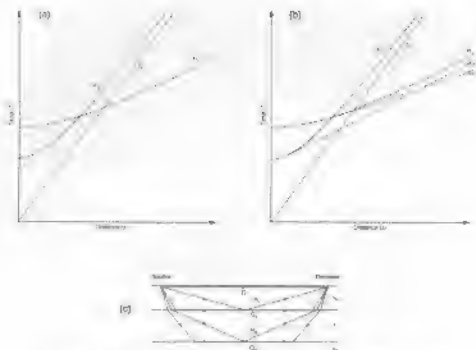


图 4.10 水平层射线路径和相应的时距曲线图（据 Ewing, 1963）

$$V_0 = \frac{x}{(2t_0\Delta t)^{\frac{1}{2}}} \qquad (4.23)$$

在偏移距很大的范围内（$x >> z$，$t_x = x/V_0$），反射双曲线变为直达波线的渐近线（图 4.10）。海底折射波线与双曲线在临界距离 x_c 处相切，切点在第一次出现海底首波的位置。

C.H. Dix（1955）将方程（4.18）改写为如下形式：

$$t_x^2 = \frac{x^2}{V_0^2} + t_0^2 \qquad (4.24)$$

在 $t_x^2 - x^2$ 曲线图上，根据反射波曲线斜率的倒数可以推导出 V_0；z 可由截距时间 t_0 获得。

当海底倾角为 α 时（x 正向为下倾方向），时距方程变为：

$$t_x = (x^2 + 4z^2 + 4xz\sin\alpha)^{1/2}/V_0 \qquad (4.25)$$

其中，z 是炮点和反射点的垂向距离。公式（4.25）可变换为：

$$\frac{V_0^2 t^2}{(2z_0\cos\alpha)^2} - \frac{x + 2z_0\sin\alpha}{(2z_0\cos\alpha)^2} = 1 \qquad (4.26)$$

反射双曲线的对称轴线方程是：$x = -2z\sin\alpha$，旅行时由截止二项扩展的表达式给出：

$$t_x = t_0\left[1 + \frac{(x^2 + 4xz\sin\alpha)}{8z^2}\right] \qquad (4.27)$$

根据由中间炮点上行和下行等偏移距 Δx 的旅行时可求出 α。如果 t_1 和 t_2 是下行和上行的时间，则：

$$t_1 = t_0\left[1 + \frac{(\Delta x)^2 + 4\Delta x z \sin\alpha}{8z^2}\right] \qquad (4.28)$$

$$t_2 = t_0\left[1 + \frac{(\Delta x)^2 + 4\Delta x z \sin\alpha}{8z^2}\right] \qquad (4.29)$$

还有：

$$\Delta t_d = t_1 - t_2 = t_0\left(\frac{\Delta x \sin\alpha}{z}\right) = \frac{2\Delta x}{V_0}\sin\alpha \qquad (4.30)$$

由此倾角α可由下式获得：

$$\sin\alpha = \frac{1}{2}V_0\left(\frac{\Delta t_d}{\Delta x}\right) \qquad (4.31)$$

$\Delta t/\Delta x$被称为倾角差。如果倾斜层是各向异性的，那么入射角和反射角不相等，反射曲线不再是双曲线。

三层均匀水平层进行叠加，层速度自上向下增加，来自第三层的反射时距曲线见图4.10。来自深层反射面（R_2）的反射曲线穿过浅层（R_1）的反射曲线。我们注意到，某界面的临界折射线与其反射双曲线在临界距离处相切。此外，某层下界面的反射双曲线与沿该层上界面传播的首波曲线相切。

垂向速度变化是$t_x^2 - x^2$线弯曲的原因。如果速度向下增加，随着炮检偏移距的增加，射线穿过高速介质的时间将相对较长。$t_x^2 - x^2$曲线在零偏移距的梯度为$1/V_{rms}^2$，其中V_{rms}为反射体上方介质的均方根速度，并有以下关系：

$$t_x^2 = \frac{x^2}{V_{rms}^2} + t_0^2 \qquad (4.32)$$

若x相对较小，对于n层叠加后的V_{rms}为：

$$V_{rms}^2 = \sum_{i=1}^{n} V_i^2 \Delta t_i \Big/ \sum_{i=1}^{n} \Delta t_i \qquad (4.33)$$

其中V_i是第i层的速度（层间速度），Δt_i是穿过该层的单程旅行时间。据此假设，V_{rms}可由方程(4.33)得到，但在大偏移距情况下并不成立，此时需更精确的表达式(Shah 和 Levin，1973)

若偏移距相对反射体深度较小，第n层界面深度为z，则该界面反射能量的旅行时t_n为：

$$t_n = (x^2 + 4z^2)^{\frac{1}{2}} \Big/ V_{rms} \qquad (4.34)$$

第n层反射界面的NMO为：

$$\Delta t_n = \frac{x^2}{2V_{rms}^2 t_0} \qquad (4.35)$$

由该反射界面以上介质的V_{rms}可由正常时差NMO求出。V_{rms}的值随反射层的不同而变化，由此可利用Dix公式计算层速度：

$$V_i^2 = \frac{V_{rms(n)}^2 t_n - V_{rms(n-1)}^2 t_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \quad (4.36)$$

其中$V_{rms(n)}$、$t_{0,n}$和$V_{rms(n-1)}$、$t_{0,n-1}$分别是第n-1层和n层反射界面以上介质的均方根速度及其旅行时。

如果给出由光滑速度—深度函数表示的速度曲线，就可通过两个积分方程确定射线路径（Diebold et al., 1980）。以上结论基于第一个假设，即假设介质由一系列薄的水平层组成，且每一层的速度一定。如果i_n是射线和第n层上表面垂向之间的夹角，并该速度为V_n，则有：

$$\frac{\sin i_n}{V_n} = \frac{\sin i_0}{V_0} = p_r \quad (4.37)$$

其中，i_0是射线自震源到介质表面的入射角度，V_0是第一层的速度，p_r称为射线参数。如果层数无穷多，且每层的厚度无穷薄，那么偏移距x和旅行时t可由下面的积分公式得到：

$$x = \int_0^z \frac{p_r V dz}{[1-(p_r V)^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.38)$$

$$t = \int_0^z \frac{dz}{V[1-(p_r V)^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.39)$$

4.3.2 $\tau-p$域的地震数据分析

J.B. Diebold和P.L. Stoffa（1981）推导出倾斜层的旅行时方程，及包括多船在偏移距远大于地震穿透深度情况下，进行地震实验的震源—检波器的空间关系。对于如图4.11a的平行层，整个旅行时t可以表示为：

$$t = px + \tau \quad (4.40)$$

其中x为炮检偏移距，p为旅行时曲线的瞬时斜率，τ为截距时间。

水平叠加均匀层的截距时间为τ，$\Delta\tau_j$是其中一层的截距时间：

$$\Delta\tau_j = 2z_j(u_j^2 - p^2)^{1/2} \quad (4.41)$$

其中z_j是第j层的厚度，u_j等于第j层速度的倒数（慢度）。

在$\tau-p$平面内可表示为一个椭圆方程，其中椭圆半轴长分别为$2z_j u_j$（双程旅行时）和该层的慢度u_j。对于所有水平叠加层，所有椭圆的总和即是$\tau-p$域的绘图。一系列首波在椭圆交点处减弱，交点对应于临界反射点，首波在距离较大时逐渐接近反射波（图4.11）。

为了将地震数据转换到$\tau-p$域内，要求能在速度—深度平面上进行分带。图4.11中的A点为震源或者检波器，自该点到第一点B的旅行时为：

$$t = p_0 x + \sum_j z_{a,j}(q_{a,j} + q_{b,j}) \quad (4.42)$$

其中 x＝炮检偏移距

$z_{a,j}$＝A层下第j层的厚度

$$p_a = \frac{\sin a_j}{V_j}$$

$$p_b = \frac{\sin b_j}{V_j}$$

$$q_{a,j} = \frac{\cos a_j}{V_j}$$

$$q_{b,j} = \frac{\cos b_j}{V_j}$$

角标 a 和 b 表示射线的上行和下行。对于剖面上震源和检波器之间具有共深度点的那一张，地震波旅行时 t_{CMP} 为：

$$t_{CMP} = x(p_a + p_b)/2 + \sum_j z_j(q_{a,j} + q_{b,j}) \tag{4.43}$$

在这种情况下，瞬时斜率是射线在表面上行或下行传播时的慢度平均。由此可确定两个界面之间对倾角不敏感的层速度。对于厚度为 Δz，速度具有线性梯度的层有：

$$\tau = \frac{2p}{k}\left[\cosh^{-1}\frac{1}{pV} - \left(\frac{1}{p^2} - V^2\right)^{\frac{1}{2}}\right]_{V_0+k\Delta z}^{V_0} \tag{4.44}$$

4.3.3 地震反射的振幅和能量分配

4.3.3.1 自不连续界面的地震反射

P 波倾斜入射到弹性性质和密度有差异明显的界面上时，将会产生 P 波和 S 波的反射和透射（如图 4.12）。在海底和很多不连续界面之下，都会依据如下斯奈尔定律产生 P 波和 S 波。

$$\frac{\sin\theta_1}{V_{p1}} = \frac{\sin\theta_3}{V_{p2}} = \frac{\sin\theta_2}{V_{s1}} = \frac{\sin\theta_4}{V_{s2}} \tag{4.45}$$

其中 V_{p1} 和 V_{p2} 是上层和下层介质中的 P 波速度，V_{s1} 和 V_{s2} 是相应的 S 波速度，θ_1 和 θ_3 是 P 波反射和折射的角度，θ_2 和 θ_4 是相应的 S 波反射和折射的角度。根据界面的应力和位移可以得出反射波和折射波的振幅，但要求应力在垂向和切向上必须连续变化。振幅为 A_0 的 P 波入射到界面上时，根据边界条件可得到如下一般表达式（Zoeppritz, 1919）：

$$A_1\cos\theta_1 - B_1\sin\theta_2 + A_2\cos\theta_3 + B_2\sin\theta_4 = A_0\cos\theta_1 \tag{4.46}$$

$$A_1\sin\theta_1 + B_1\cos\theta_2 - A_2\sin\theta_3 + B_2\cos\theta_4 = -A_0\sin\theta_1 \tag{4.47}$$

$$A_1\rho_1V_{p1}\cos2\theta_2 - B_1\rho_1V_{s1}\sin2\theta_2 - A_2\rho_2V_{p2}\cos2\theta_4 - B_2\rho_2V_{s2}\sin2\theta_4 = -A_0\rho_1V_{p1}\cos2\theta_2 \tag{4.48}$$

$$A_1(V_{s1}/V_{p1})\rho_1V_{s1}\sin2\theta_1 + B_1\rho_1V_{s1}\cos2\theta_2 + A_2(V_{s2}/V_{p2})\rho_2V_{s2}\sin2\theta_3 - B_2\rho_2V_{s2}\cos2\theta_4$$
$$= A_0(V_{S1}/V_{P1})\rho_1V_{p1}\sin2\theta_1 \tag{4.49}$$

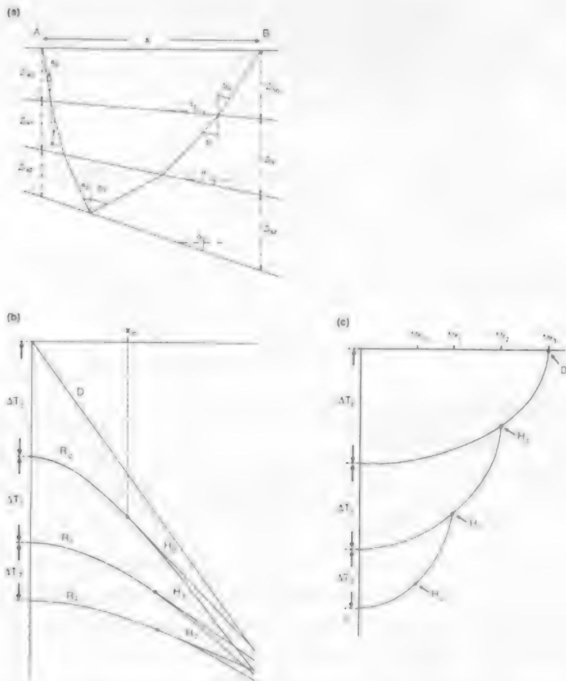


图 1.1 （a）穿透倾斜的多层介质层或界面的射线反射路径；（b）各层速度为 V，双程垂直旅行时为 $\Delta\tau$(T) 的一层结构介质中传播的反射波、首波与时距曲线，D. 直达波，R 反射波全线，H 首波折射线，x_c 提供首波的最小距离（临界距离）；（c）图（a）中反射和折射波全的 $\tau-p$ 绘图，首波波和首波[illegible]（据 Bernold and Stoffa, 1981）[illegible]

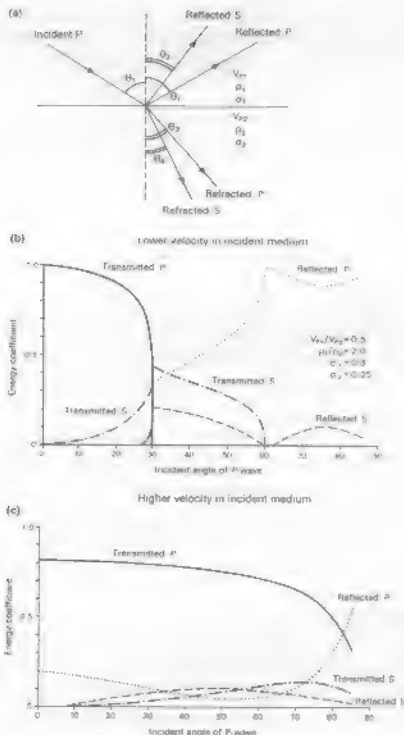


图 4.22 （a）P波在不同介质的两层介质边界倾斜入射时的转换模型，V_{p1}，V_{p2}是P波速度；ρ_1、ρ_2是介质密度；σ_1、σ_2是泊松比。（b）和（c）是P波在不连续界面上的能量分配，曲线展示了入射能量（能量系数）与反射波和透射波入射角度的函数关系。在（b）中，入射介质速度低，$V_{p1}/V_{p2}=0.5$，$\rho_1/\rho_2=2.0$，$\sigma_1=0.3$；$\sigma_2=0.25$；在（c）中，入射介质的速度较高，$V_{p1}/V_{p2}=2.0$，$\rho_1/\rho_2=1.25$，$\sigma_1=0.3$，$\sigma_2=0.25$（据 Tooley *et al.*, 1965）。经勘探地球物理学会允许后引用。

其中，A_1为反射P波振幅，A_2为折射P波振幅，B_1为反射S波振幅，B_2为折射S波振幅。

剪切应力和位移在垂直入射时为零，故此时不产生转换波，则$B_1=0$和$B_2=0$，方程(4.46)—(4.49)可简化为：

$$A_1+A_2=A_0 \tag{4.50}$$

$$Z_1A_1-Z_2A_2=-Z_1A_0 \tag{4.51}$$

其中Z_1、Z_2是上下介质的波阻抗（ρ_1V_{P1}、ρ_2V_{P2}），反射和折射的振幅比为反射系数R_{01}，表示为：

$$\frac{A_1}{A_0}=\frac{Z_2-Z_1}{Z_2+Z_1} \tag{4.52}$$

转换系数T_{01}是折射波和入射波的振幅比，表示为：

$$\frac{A_2}{A_0}=\frac{2Z_1}{Z_2+Z_1} \tag{4.53}$$

随着界面阻抗的增加，反射波的振幅也会随之增加。如果$Z_1<Z_2$，则入射波和反射波的相位是一样的；如果$Z_1>Z_2$，则反射波将会有180°的相位反转。在海洋地震勘探中，当波自海面（$R_{01}=-1$）、天然气储层和岩浆体反射时，反射波都会发生相位反转。天然气和岩浆可以表现为强反射体，在图像上反映为亮点。

在一般情况下，P波入射倾斜界面，都将产生S波和P波的反射和折射，如图4.12b和c所示。能量分配是入射角的函数。图4.12b说明了P波入射到高速介质的情况。P波小角度入射时$Z_1=Z_2$，能量全部透射。随着入射角的增大，转换为S波的能量也随之增大。在接近P波临界角度时，P波和S波的反射能量剧烈迅速增加，与此同时，P波透射的能量迅速减为零。入射角超过P波临界角时，P波不能透射，但S波还能继续透射，直到接近S波临界角时突然减为零。在接近临界角时，反射能量的大幅度增加，可以利用该特性跟踪探测在近垂直入射时反射较弱的反射体。

图4.12c说明了P波入射到低速层情况下的能量分配。小角度入射时，S波能量较弱。随着入射角增大，反射和折射的S波能量逐渐增强，与此同时反射P波能量减弱。在入射角度为11°—65°的范围内，反射S波能量强于反射P波，但是在水平入射时，反射P波包含绝大部分能量。振幅随偏移距变化（AVO）的特性可用于探测砂岩中储藏的天然气。天然气取代孔隙水后将会使介质的速度和密度降低。在大的炮检偏移距的情况下（图4.12c），反射P波的能量不但由速度和密度来控制，也与气藏储层的厚度有关，这是因为气层顶底界面的波会有相干涉。

4.3.3.2 地震反射体的分辨率

前面的章节假设波在自某一点反射，而没有考虑层的厚度。垂直地震分辨率取决于地震波波长，决定了分辨某单独层的能力。图4.13是自单界面和楔形体界面的反射示意图，速度为V_2的楔形体夹在速度为V_1和V_3的层之间。入射信号是零相位的正弦子波（两侧子波瓣对称于单个波峰），在地震剖面上为$\lambda/4=12ms$。楔形体厚度由剖面的双程旅行时表示。当楔形体厚度超过$\lambda/4$时，

自楔形体顶部和底部的反射就可以明显地区分开来，并且很容易看出逐渐变厚的过程。对于厚度小于$\lambda/4$、甚至是$\lambda/10$的反射体，虽然能得到其反射能量，但却不能分辨出来。由于楔形体顶底界面反射波的干涉，使得剖面上楔形体波形只有很小的变化。

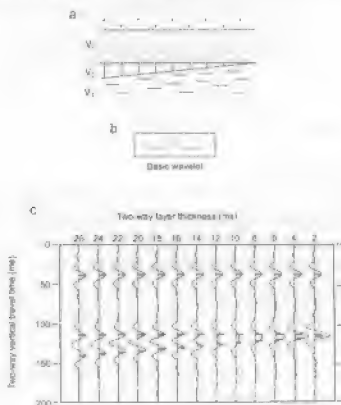


图 4.13 对单界面和楔形体界面的反射图。速度为V_2的楔形体夹于速度为V_1和V_3的层之间，且$V_1 < V_2 < V_3$或者$V_1 > V_2 > V_3$；(b)中入射子波为零相位子波；顶部小的波峰对应于单个波峰；$\lambda/4 = 12ms$（据 Kallweit and Wood, 1982；经勘探地球物理学会许可引用）

垂直分辨率随波长的增加而减小，并且由于地球对高频能量的大量吸收使得反射时间增加。实际上计算分辨率还需考虑噪音和传播损失的影响。地震反射记录的水平分辨率还与炮间距和接收器间距有关，较短间距能得到较高的分辨率。检波器不仅接收界面上单个点反射的能量，还接收包含无数多个离散点的面的反射能量，因此水平分辨率也取决于地震波的宽度，其它因素诸如噪音、来自平面外的能量和道间距同时影响水平分辨率。能量在半波长内反射后能得到干涉加强的信号，对应反射面上的区域为第一菲涅尔带（图 4.54），实际它是一个环行的区域，其中能量趋于干涉减弱，这使得地震信号能量大幅度减弱，使得地震勘探不能识别宽度小于该菲涅尔带的反射体。如果假设峰值能量的波长为λ，反射体深度为z，且远大于λ，那么第一菲涅尔带的宽度W_f可由下面的近似关系给出：

$$W_f \approx (2z\lambda)^{1/2} \quad (4.54)$$

由于高频能量吸收很快，第一菲涅尔带的宽度随深度的增加而增加。

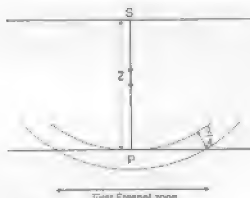


图4.14 第一菲涅尔带（据McQuillin et al,1984）

4.3.3.3 速度转换带的P波反射

风化作用、成岩作用、断裂和火山作用都能使地震波速随深度而变化。能否观测到转换带的地震反射取决于速度、速度梯度以及转换带相对于地震波长的厚度。假设一个简单的深海结构模型，速度随深度变化曲线图为4.15a，转换带在沉积覆盖层（V_P=2.0km/s，V_S=0.6km/s）和下覆的火成岩基底之间，厚度为Δh，在转换带内速度随深度急速增加，转换带可表示为一系列薄的速度向下逐渐增加的叠层。假设火成岩基底以下具有值为1.0s^{-1}的相同速度梯度。

图4.15b是由R.S.White和R.A.Stephen(1980)计算的合成地震图，其简单解析输入信号的峰值频率为10Hz，震源和检波器都接近海面。$\Delta h=0m$时，在7km和9km范围内的反射P波振幅(R)明显下降，对应P波和S波的临界距离。基底的速度梯度使得首波(H)速度加快。标示S的波至是基底的双倍转换波，振幅较大。

基底上部的转换带使得地震响应变化明显。薄层转换带（$\Delta h=42m$）的影响如图4.15b最上图中间第二幅所示。在7km至9km道的范围内的反射P波振幅较大，该范围的入射角在P波和S波的临界角之间，与第一幅图断层$\Delta h=0m$时，范围内的结果形成鲜明对比。双倍转换的剪切波（S），其振幅远小于$\Delta h=0m$情况下的双倍转换波。当转换层$\Delta h=42m$时，其厚度小于P波波长（230m）的一半，故表现为一很薄的界面；但对转换带顶部的S波来说，由于转换带厚度明显大于波长的一半，故表现为一变化较慢的边界。薄的转换带对应所有超临界角时大振幅P波反射，同时伴随着剪切波振幅的减小。我们注意到，S波速度在基底顶部的小尺度变化对反射P波振幅有很明显的影响。

当$\Delta h=150m$时，转换带的厚度就远大于P波和S波波长的一半，前临界角的P波反射是减小的（在3km到6km道的范围内），但超临界角反射时，与薄界面的双侧情况有小的变化。

4.3.3.4 多孔介质的反射

在上节假设海水层之下的区域为固体弹性介质的情况下，我们测试了地震波的能量分配。如果海底下为多孔渗水介质，比如没有固结的砂，则更具弹性，此时可认为波是在粘弹性介质中传播，且能量耗散在骨架中，能量取决于孔隙水中的粘滞损失（Stoll and Kan,1981）。除一般的P波和S波之外，还有第二种体波能在这种多孔渗水的介质中传播，这是一种扩散波，波速较一般的P波慢，且衰减很快，传播包括固体成分和流体组分的运动，且几乎是异相的。

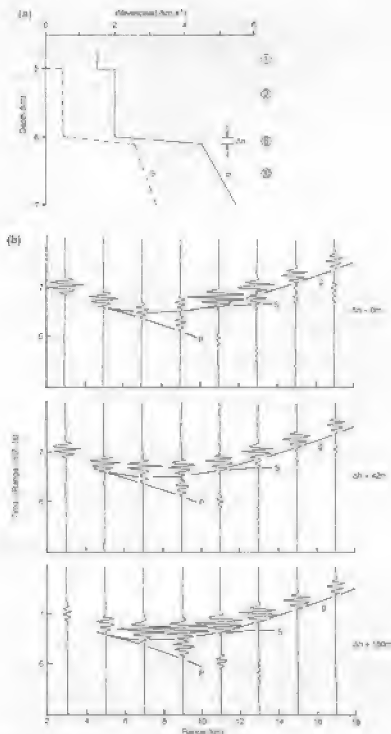


图 1.18 (a) 具有速度梯度的洋壳结构模型。水深为 5km（v 1.5km/s）。沉积层高层厚度为 1km（P 1.7km/s，S 0.5km/s）。[illegible]之间的转换带厚度为 Δh。图中的数字表示层数。对于计算合成地震图（图 1.18(b)）的模型结构。(b) [illegible]合成地震图。每列针对 (a) 中转换带的不同厚度。自基底[illegible]的 P 波反射标记为 s，P 和 S 是自基底[illegible]的 P 波和 S 波的波至。[illegible]（据 White and Stephen，1980）经 Blackwell Science 允许后引用。

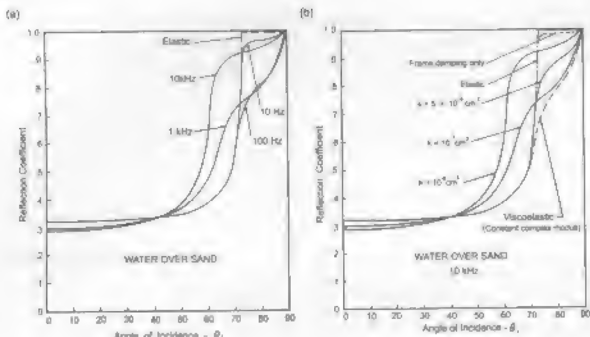


图 4.16 (a)水-砂界面的反射系数与四种频率平面波的入射角之间的函数关系；(b)水-砂界面在不同的渗透率(k)下的反射系数与10kHz平面波的入射角之间的函数关系。经 Stoll, R. D. 和Kan，T. K 允许引自美国声学学会期刊。

图4.16a所表示的是孔隙度为47%的松散砂质的海底反射系数与入射角之间的函数关系。频率为10Hz时，反射系数取决于沉积物骨架的弹性，介质近于弹性固体。频率为1kHz和10kHz时，曲线明显偏离固体弹性介质，且没有常规的临界角。强频率取决于流体中粘滞损失的大小，其近65°入射的特征是明显证据。反射界面实际具有滤波器的效果。频率较高时，渗透率对反射系数有重要的影响（图4.16b）。10kHz情况下，渗透率数量级的增加与频率降低10倍产生的影响相似。因为沉积层上部的孔隙度可能超过70%，所以在目前频率超过数百赫兹的地震勘探时，考虑海底的频率变化特征就很重要。

4.3.3.5 多次反射

如果勘探区域的层界面具有高反射系数，那么检波器就明显地收到多个反射地震波的能量。图4.17为多次反射的射线路径示意图。长路径多次波在地震道上的反射显示清晰，短路径多次波和peg-leg多次波是跟在第一反射波之后很快到达的波，并导致具有拉伸波列。在长偏移距的情况下，短路径和长路径多次波紧随首波之后。

对于海底反射剖面，常见的多次波为海面和海底之间的鸣震多次反射(图4.17e)。水层的混响称为鸣震，是相干噪音的主要来源，可能干扰海底以下多数一次反射波。另外，还能记录到自海面的短路径多次波(图4.17f)。这些“假反射”的特征是在水气界面有180°的相位反转。地震波能量也能在海底以下层间被多次反射，产生的多次波包括短路径和长路径传播。消除多次波的方法将在后面讨论。

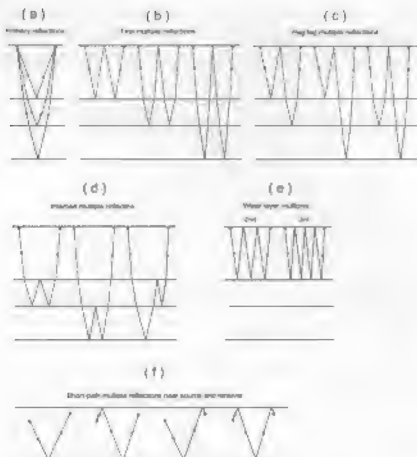


图 4.17 多次反射的射线路径示意图

4.4 利用检波器阵列增强反射波

4.4.1 前言

地震波同相轴的探测能力取决于检波器处的信噪比水平。噪音有多种组成，或是空间随机干扰（如拖曳式检波器周围的流动噪音），或是相干噪音（如多次反射）。利用多道检波器，可以很大程度上减弱或者消除这两类噪音，同时也降低了地震反射探测接收的门限。n 个检波器中的每一个的随机噪音降低的比例是 $\sqrt{n}$。此外，由于检波器阵列对自不同方向传来能量的响应也不相同，所以据此也能减小相干噪音（如来自船舶螺旋桨的随机噪音）的振幅。n 个水听器或者地震检波器以间距 d 串行连接组成的检波器线性阵列，接收波长为 λ 的平面正弦波的方向特征可表示为：

$$\frac{A_\beta}{A_0}=\frac{\sin\left[\frac{\pi nd\sin\beta}{\lambda}\right]}{\pi d\sin\left[\frac{\pi d\sin\beta}{\lambda}\right]} \tag{4.55}$$

其中 A_0 为地震波能量垂直传向检波器阵列的响应，A_θ 是与垂直方向夹角为 θ 时的响应（Hatton, 1986）。典型的方向组合如图 4.18 所示。虽然噪音衰减实际上可能会覆盖得很宽，但可以看出检波器阵列对水平传播的能量响应较弱。因此，船后拖着的水听器阵列能在一定程度上压制船舶噪音。

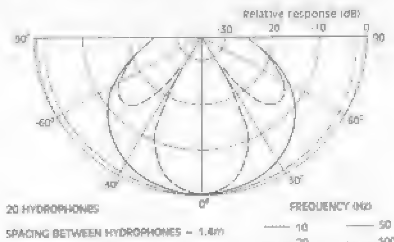


图 4.18 20 个水听器以 1.4m 等间距线性排列的方向性（据 [illegible] 等，1979），经勘探地球物理学会允许后引用

4.4.2 反射波叠加

通过叠加多个检波器接收同一点反射的回声序列，能使反射波相对噪音得到加强（Mayne, 1962; Yilmaz, 1987）。假设有几个间距为 d 的检波器组成的检波器阵列拖曳在水平海底之上（图 4.19a）。自第一炮 S1 激发的P波自海底反射至检波器排列的 H1 位置，反射点位于 S1 和 H1 之间；下一炮 S2 激发位置到 S1 的距离是 $0.5d$，S2-H2 路径的反射点与 S1-H1 相同，由此得到一共中心点 CMP-1（图 4.19b）。这样的炮点组合可以得到自 CMP-1 处反射的 n 道射线路径，使反射波的叠加次数增大，这样生成的道集称为共中心点道集。

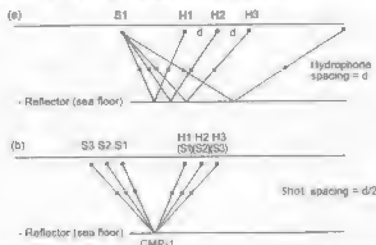


图 4.19 (a) 为检波器阵列之 CMP 反射数据的现场记录；(b) 为共中心点 CMP 道集的炮检点关系示意图

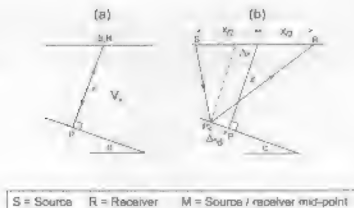


图4.20 单个反射界面上反射点与炮检中心点间的关系。(a) 炮点和检波器点重合情况下倾斜反射体的射线路径。(b) 有炮检偏移距的情况下倾斜反射体的射线路径。

如果CMP 1以上介质的地震波速度已知，那么就可对垂直入射的双程时间进行动校正(NMO)，这样就可以合并所有道，或者将它们叠加起来，加强第一反射波，然后对反射界面上的其它反射点或者其它地震反射体应用同样的程序。如果一个反射点作为一个48次的反射体，那么可以说是48道叠加。覆盖通常不超过96道。除第一反射波外，各道还可能出现强烈的直达波和面波，在叠加之前，需通过切除手段将它们消除，也就是将它们的振幅置零。这非常重要，因为偏移距的很小变化可以强烈影响到波的形式，所以大炮检距的反射能量在叠加前一般都要切除。

来自某反射点的 n 道叠加总和可以使空间随机噪音减弱 $\sqrt{n}$。此外，由于动校正只能使一次波趋于一致，而对多次波则没有作用，因此动校正后的叠加也能削弱多次波。

对一个水平反射体，叠加道是由其中心点确定的炮检组合记录。如果界面倾斜角为 α，反射点P会向上移动 Δx，(如图4.20所示)移动距离取决于 α，炮检偏移距和炮检中点到界面的垂直距离。因此，用于叠加的来自同一反射点P的波，实际是炮检中心点M上倾方向 Δx 位置的中点的反射波，Δx 表示为(Sheriff 和 Geldart, 1995)：

$$\Delta x = \frac{x^2}{4z}\sin\alpha \tag{4.56}$$

相对零偏移距时间的改变 Δt 为

$$\Delta t = \left(\frac{x^2}{2zV}\right)\sin^2\alpha \tag{4.57}$$

反射点向上的移动，使得速度与倾角相关。由于 Δx 和 Δt 与偏移距的平方成正比，叠加使得波会产生拉伸效应和拖尾效应。为此，在叠加前要进行倾角时差(DMO)校正。在时间域可以使用有限差分技术计算DMO校正，或者使用傅氏积分的方法(Hale, 1984)。

4.4.3 速度分析

若要通过叠加过程增强第一反射相对噪音的强度，在很大程度上依靠用于计算DMO和NMO校正的地震波速度的精度。可以先通过数次绘制一组CMP道集确定速度，假设每次的叠加速度

都不同，并据此生成一个常速道集。如果正常时差校正正确，自水平界面的反射将会水平拉穿整个道集。如果实际叠加速度小于猜想值，那么时差就没能完全校正，偏移距较大的道将会向下弯曲。虽然噪音和其他的噪声使得难以达到最佳的校正，但常速道集还是能得到叠加速度与时间的函数关系。

更为严格的测量速度要求，需要利用 t^2-x^2 或者 $t-\Delta t$ 方法，然后在动校正之后确定校正的波形或者CMP道集间的相干性。相干性可以定义为特定时窗内叠加道的总能量和与同一组内所有道的总能量和的比率（Neidell 和 Taner，1971）。如果叠加速度正确，那么相干性就高。如果相干性低，可以假设另外的叠加速度，并重新计算相干性。由此相干性可以表示为叠加速度与时间的函数。

图4.21左边是其中心点道集，据此计算了叠加速度。右边是相干性的等值线图，对应CMP道集上定义的波至。相干性图上的波峰值对应叠加的最佳速度。如果表面以下界面倾斜，并且最大偏移距相对反射体深度较小，那么叠加速度接近 V_{rms}。由于多次波也可表现为相干性的波峰，所以必须在最初的速度分析中首先将其区分出来。

4.5 反射波增强：频率滤波和反褶积

4.5.1 频率滤波器

利用各种不同类型的滤波处理器可以使一次波得到加强。如果相干噪音和随机噪音频率超过一次波频率的范围，那么可以在时间域或频域内滤波。高通和带通滤波器很容易设计出，时变带通滤波器的广泛应用主要针对地层对高频能量的快速吸收。为了避免随滤波器而出现假的不连续特征，在整个拼合区内滤波特征通常是变化的。

4.5.2 反滤波

当噪音在反射波频率范围之内时，可以通过进行非频率参数的反滤波来削弱噪音。地震波脉冲通过地层时一般会被拉长，并造成非路径传播和高频能量吸收，这使得其频率成分明显降低。反褶积的过程主要是去除震源点和接收点之间不想要的滤波影响。反褶积可以应用于叠前的每个道和叠后的CMP道集。反滤波能消除水层中的多次波（交混回响）和短路径多次波，比如在海底和海水表面之间的多次波，且很难通过叠加来消除。对于那些被地层吸收的高频能量，反滤波也可以恢复这些频率组份的振幅。

对于一个地震道 P_t，可以认为是一个震源波 S 与地层（E）脉冲响应，检波器（H）和记录系统（R）的褶积。忽略噪音时可以表示为：

$$P_t = S * E * H * R \quad (4.58)$$

其中*代表褶积运算（Sheriff and Geldart，1995）。最终目标是求出E，其一系列脉冲的振幅由每个反射界面的反射系数给出，每个脉冲的位置由相对应的地震反射的双程旅行时间确定。因为物探系统参数H和R是可以测量获得，则只有地震道 P_t（即地层脉冲响应和震源子波S的褶积）是未知。

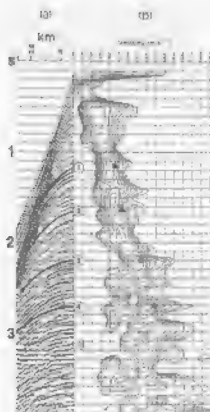


图 4.25 速度分析：(a)共中心点道集；(b)外观等值线，图中的能峰即为叠加速度（据 Yilmaz，1987）。经勘探地球物理学会允许后引用。

$$P_t = S * E \qquad (4.59)$$

现在，我们可以定义一个算子 D 与 S 的褶积，结果为 $t=0$ 时单位振幅的脉冲信号 δ_0。

$$S * D = \delta_0 \qquad (4.60)$$

将该脉冲算子与地震道 P_t 褶积可得：

$$D * P_t = D * S * E = \delta_0 * E = E \qquad (4.61)$$

算子 D 是滤掉子波的逆，这使得我们能计算地层脉冲响应 E（Robinson 和 Treitel，1980）。当海底与海面间以反射系数为 1 的边界条件产生多次波时，水层的脉冲响应 W_t 可表示为：

$$W_t = (A, -2rA, 3r^2A, -4r^3A, 5r^4A, \cdots) \qquad (4.62)$$

其中，A 为一次波的振幅，r 为海底的反射系数，连续信号 A，$-2rA$，$3r^2A$……之间的间隔为信号在水层中的双程旅行时间。W_t 可退化为仅包含三个非零元素的 D_t：

$$D_t = (1, 2r, r^2) \qquad (4.63)$$

将 D_t 与 W_t 褶积后可得到信号 T^*：

$$T^* = (A, 0, 0, 0, \cdots) \qquad (4.64)$$

这样就只包含一次波的原始振幅，水层的多次波已经被置零。

可以通过多种方法消除附加的地层滤波器的影响，比如强的反射层产生的层间多次波。预测反褶积就是其中一种技术（Peacock and Treitel, 1969）。设计一个具有预测距离的算子 D_p，它与地震道 P_t^i 褶积后得到道在 $t+\alpha$ 时刻的预测，设为 P_t^m，则：

$$P_t^m = \sum_{\tau} P_t^i(t_\tau) D_p(t-t_\tau) \tag{4.65}$$

P_t^i 与在预测距离处的 P_t^m 之间的差可得到一个误差序列，表示 P_t^i 不能预测的部分。算子可以去除可预测的重复回响，只留下一次反射波。如果反射体在较宽的空间产生多次波，需将其部分长度设置为零以加快计算速度（间隙反褶积；Ziolkowski, 1984）。

假设地球反射结构是随机的，以地震道的自动相关函数设计算子 D_p。假设震源输出波形是最小延迟的，即大部分能量在脉冲的前部分，波形由地震道确定。虽然有这些假设的限制，滤波过程还是在很大程度上提高了地震数据的质量。其它反滤波的方法包括同态反褶积，即将振幅—时间道转换为对数倒频谱域的形式，这可以通过相加而不是褶积来获得输出道（Stoffa et al., 1974）。其它还有卡尔曼滤波，主要考虑由于高频吸收和短路径多次波引起的波形随时间的变化。

为了尽可能准确地定义一次波，可先根据直接测量或者数值模拟的方法得出震源信号，然后由舒尔巴配滤波（维纳滤波或者最小平方滤波）可将震源信号转换为一个输出道。为了使输出道与所需要输出信号最接近，可以确保实际的和计算的输出振幅差的平方和为最小来实现（Robinson and Treitel, 1980）。希望的输出子波可以是最小相位的，其大部分能量集中在波形的前部；或者是零相位的，且具有一个主要的波偏移。大多数子波是零相位的。Spiking（尖脉冲）或者 whitening（白噪化）反褶积使用维纳滤波，其输出的是脉冲函数。

4.6 地震偏移

对于常规反射地震记录，每个地震道是对应炮点至反射界面垂向上的显示。如果反射界面水平，那么反射点位置在炮点的正下方。一旦界面倾斜，界面上的反射点位置会随之移动，移动距离大小与倾度，深度和介质层的波速度相关。图 4.22a 显示在 X 点零偏移距接收的地震反射波来自于倾斜界面上的 A 点，但在时间剖面上却显示为来自 X 点下方点 C 的反射，其中 XA = XC。与此相似，检波器 Y 对应的反射点 B 被显示为 D。在地震记录剖面上，反射面向下偏移，倾角小于真实界面的倾度。如果入射波前的弯曲度小于反射界面的弯曲度，那么自界面上多点反射的能量会到达如图所示的检波器位置，并形成地震剖面上复杂的几何图案。在时间剖面上，背斜将变窄，向斜将变宽。反射体断点是一个点绕射，如图 4.22d 和 e 记录有绕射产生的双曲线波至。将反射界面归位至真实的空间位置称为偏移，在时间剖面上的反射点偏移过程称为时间偏移（Yilmaz, 1987）。在深度剖面上把能将反射图像归位到真实位置上（深度偏移）。

在叠加道反射记录偏移时，可用 CMP 道集的均方根速度作几何位置校正，将反射点偏移至真实位置。由于反射波也可能来自测线垂直平面以外，因此，二维偏移的效果往往不理想，特别是在断层和反射界面弯曲的区域，其偏移图像并不完美。另一种偏移方法是追踪穿过模型结构的射线，并反复改变速度，以使实际观测的和计算的反射时间之差最小。该射线追踪偏移技术适用于构造复杂的地区。克希霍夫（绕射叠加）偏移和波动方程偏移适用于绕射波（比如自断层

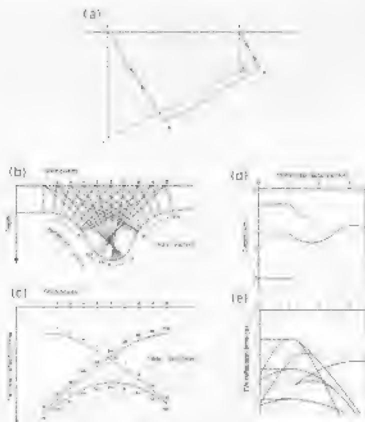


图 1.22 (a) 倾斜反射平面 (A-B) 与其真界面 (C-D) 之间的关系；(b)，(c) 反射界面曲率大于入射波前曲率情况下的"蝴蝶结"反射模式，1-10 炮点的能量被界面上一个点反射，接收 (d) 在没有偏移的时间剖面；(e) 显示了地下结构复杂区域的复杂反射组合 (据 Sheriff, 1978; McQuillin *et al.*, 1984)。

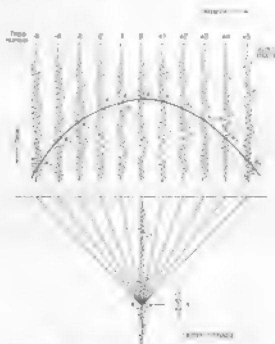


图 1.23 克希霍夫偏移原理 (据 Schneider, 1971)，经勘探地球物理学会允许后引用。

的绕射波（发育地区的地震成像）。执行克希荷夫偏移时，假设反射界面上的任何点都是地震波能量的一个点源。在接收表面，反射点产生反射曲线组合，其形状取决于速度场。如果反射面上介质的速度是常数，那么曲线为双曲线。为了确定地震剖面上某一特定位置的信号振幅，比如图4.24上的X，则必须计算X点源的曲线。首先利用标准数计算波前的时间扩散曲线，再求得各道与该曲线相交位置的振幅。所有振幅的和即为X的偏移输出，同时该方法也减小了所有随机噪音的振幅。重复该过程，就能得到整个剖面上各点的累计振幅，由此获得偏移记录。叠合适的数据选择，通常要求孔径尺寸跨越剖面上的最陡倾斜面。孔径一般要求大于最陡斜面偏移水平距离的两倍，由于绕射能深度拉伸，还要求孔径随反射时间的增加而增大。

波动方程偏移基于表面记录压力场的向下连续变化，可以利用傅氏变换（频域偏移）或有限差分方法（有限差分偏移）来解波动方程。反射界面上的每一个点假设为一个震源，能量同时发射产生可观测到压力场$P(x,z,t)$，其中$P(x,z,t)$是在(x,z,t)处的压力幅值。若表面记录点间的距离和反射信号采样时间间隔都很小，且无因道距混淆重叠的发生，那么如果知道表面和反射界面之间的速度—深度关系，就可利用波动方程的二维形式计算记录面以下Δz的压力分布

$$\frac{\delta^2 P}{\delta x^2}+\frac{\delta^2 P}{\delta z^2}=\frac{1}{V^2}\frac{\delta^2 P}{\delta t^2} \qquad (4.66)$$

其中V是P波速度。深度Δz的压力场由$t=0$确定。若零时刻信号与反射点重合，则信号偏移完全。不断增加Δz使压力场向下移动，由此组合$t=0$的压力场，形成偏移剖面。该步长间隔通常小于主频波的周期。图4.24为波动偏移处理的一个实例。

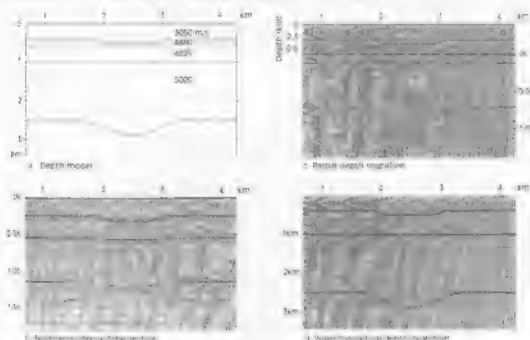


图4.24 深度偏移的效果说明（a）模型结构，P波速度单位m/s，在速度为4800m/s到5020m/s的层之间反射系数为零，其它所有界面的反射系数非零且相等；（b）垂直入射时模型结构的时间剖面；（c）组合深度偏移，对刚好在1750m深度处（虚线所示）进行波动方程偏移处理，该剖面已经完成了深度偏移，虚线以下是初始的绕射波至1750m深处的记录的时间剖面；（d）对记录（b）进行的波动方程偏移处理得到的剖面

如果对CMP叠加道集进行偏移，假设叠加记录等同于仅包含垂直入射和反射的零偏移距剖面，那么就可以减少偏移的计算时间。但这个假设在构造变化剧烈的地区并不成立。更理想的程序是对炮检偏移距一定的道集剖面的单道地震记录进行偏移，再将偏移后的道转换为与叠加CMP道集。考虑到需要计算时间增大，可先对一定炮检距下记录的CMP叠加子集进行偏移，再合并经过偏移的部分道，就可以获得CMP道集完全偏移的记录。

4.7 三维地震勘探

地震测线间的数据空缺，以及反射自炮检垂直平面以外的地震波介的存在，是利用二维反射地震剖面解释构造的最大限制。为了使构造的地震成像更清楚更详细，可在炮检点间距为数十米的大型网格上进行反射地震勘探，以使表层下单点反射的地震波在不同方向上（也就是不同的炮检偏移距）记录（图 4.25）。随着精确导航系统的发展以及多震源和多组检波器阵列的应用（第5.9.3节），现在浅海区域可以进行这种高密度的地震采集。将地震反射波细分为小的单元组成称面元，如果中点落在表层下该面元的区域内，则数据即为该特定面元包含的地震波。由每个面元的数据可以进行叠加和偏移，并得到表层下的三维图像。

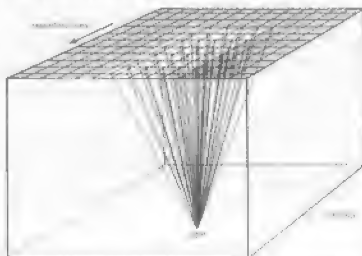


图 4.25 三维地震勘探中共反射点的射线路径（据Kearey and Brooks, 1991），经Blackwell Science允许后引用。

表层以下面元沿炮测线方向边长一般为 12.5m，沿垂测线方向边长为 25m。地震道的数字化间隔为 2ms，若表层下平均速度为 3km/s 时，垂向采样间距为 3m。面元大小可以选择，因此能够得到表层下较高的分辨率，还能避免处理过程中的混淆重叠，但面元也不能过分的小于大量的面元空缺没有测线。它们根据在空间域中（如地震波的上升倾角的）频谱进行分析。如果地震波的最高频率是 f_{max}，且最大的倾角是 α_{max}，那么最大的分辨距离 Δx_i 为（Sheriff and Geldart，1995）：

$$\Delta x_i \le \frac{V}{4 f_{max} \sin \alpha_{max}} \tag{4.67}$$

每个面元内的数据应该包含相同数量的道以及同样的偏移距分布。但是实际上，由于调查测线上存在障碍以及表层下构造复杂时，道的密度是变化的，室内面元内的测线，一般使用在表层下

邻道部分的平均数据替代。在一些处理过程中，对于空面元通常可以在横测线方向上进行扩张，直到面元包含足够的道。

生成一次反射波正确空间图像的原理跟前面讨论的二维地震勘探的情况一样。同样应用正常时差校正（NMO）和倾角时差校正（DMO），并进行CMP叠加以增强信噪比和削弱多次波。计算各面元叠加速度的工作量很大，因此一般使用粗网格确定的速度，典型的网格大小为500m×500m，对CMP道集的速度进行内插，所得值可用于每一面元。如果速度明显不符合一定义的反射体，还可对速度进行重新计算，令水平界面的旅行时间也可用于修正叠加速度，还有必要校正在不同测向状态下的旅行时差。在对叠加数据进行偏移前，还需作的进一步处理包括为提高分辨率而采用的反褶积和削弱多次波等处理。

地震测线相间网格的最大优点是可以进行三维偏移。通过将反射体归位到其真实的空间位置，压缩绕射波，削弱侧反射波和聚焦菲涅耳带的能量，对构造勘探能力起到了实质性的提高。考虑到倾斜界面和绕射波，在叠加前我们可能希望进行偏移，但为了减少计算时间，通常在叠后才进行偏移。在三维空间，反射点产生的分散能服从双曲线的绕射，并能由地震网格确定，通过在双曲面上振幅求和来使得各地点集的能量，并以此进行偏移。双路径技术（two-pass）是偏移的一种方法，沿着平行测线的一侧使绕射双曲线塌陷，以此在垂直于塌陷方向点的双曲线的方向上定义一系列的新点，但这并不能正确归位侧反射界面。因此在构造复杂的地区有必要使用全三维偏移算法。偏移数据的进一步处理包括：利用小波处理将波全转换为零相位反射波。零相位小波具有单个波峰，并且两侧对称有小的侧波瓣，它能使反射体在噪音存在的情况下更清晰地成像，反射波的极性也能清楚地确定。

为了勘测探区的边缘进行偏移，获取的数据必须超出其边界，这样才能考查任何向外延伸的倾斜反射体，其反射偏移会上移入该区块。额外采集的数据也提供了对菲涅耳带的完全覆盖，使得来自区块边界的反射波振幅和频率可以和区块内的进行很好比较。调查边缘的宽度 x_{mig} 由下面公式给出：

$$x_{mig} = \frac{1}{4}Vt\sin\alpha_{max} + \frac{V}{2}\left(\frac{t}{f_{max}}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{L}{4} \qquad (4.68)$$

其中 V 是表层下介质的平均速度，t 为总的反射时间，α_{max} 为向外的最大倾角，f_{max} 是有用的最高的频率，L 是检波器排列的长度（Sheriff 和 Geldart，1995）。

三维覆盖的数据块可以利用工作站上的现代可视化软件进行快速检测（见3.9.3节）。利用三维数据，可以在任何方向上建立二维垂直剖面，可以分离与并且有关的数据块或者显示经钻井校准的数据。还可以通过切片显示任何时间截面上的反射组合（时间切片）。沿特定反射体的（水平）切片可显示油气储藏的振幅变化。

4.8 体波层析成像

高度不均匀结构探测的一种重要方法是利用大量的交叉射线路径确定标准地球结构的体波速度，这项技术用层析成像显示（图15.6和16.5），也可以由震相波的射变化来成像，于

度分辨率会降低。层析成像的方法广泛应用于深部结构的探测，它使用全球标准地震台站记录的震动图，并对[illegible]数据[illegible]插值[illegible]层析成像)。

[illegible]

$$t = \int_{ray\ path} (1/v)\,ds \qquad (4.69)$$

其中，v 是沿着传播路径的速度，ds 是路径积分长度。[illegible]（[illegible] and [illegible]，1987）[illegible]，Fermat 原理的推论，[illegible] δ_t 和速度扰动 δ_v 具有以下的比例关系：

$$\delta_t \sim \int_{minimal\ path} (1/\delta_v)\,ds \qquad (4.70)$$

射线路径[illegible]利用现有的速度数据来限制初始模型。

射线[illegible]处在海底洋中脊的顶部区域。

对于[illegible] $\delta V(r,\theta,\phi)$ [illegible]（Woodhouse and Dziewonski，1984）。

$$\delta V(r,\theta,\phi) = \sum_{l=0}^{L}\sum_{m=0}^{l}\sum_{k=0}^{K} f_k(r)\left[{}_kA_l^m \cos m\phi + {}_kB_l^m \sin m\phi\right]P_l^m \cos\theta \qquad (4.71)$$

其中 $f_k(r)$ [illegible]，$P_l^m \cos\theta$ [illegible]，${}_kA_l^m$ 和 ${}_kB_l^m$ [illegible] k 和 l [illegible]

4.9 海底构造的面波勘探

[illegible]

大小的结构，这样具有40s周期和3.0km/s相速度的瑞利波，就具有160km的水平分辨率，垂直分辨率也随之[illegible]。作为对基本传播模式的一般概述，瑞利波对z/3深度的剪切波的速度分布最敏感，面波深度[illegible]的变化不敏感。

[illegible]地震面波散射是面向分辨率[illegible]的可利用的地震方法，但它还是可以应用于海盆及其边缘之下数百公里深的构造(Oliver 和 Dorman，1961)。[illegible]数百公里范围内物理属性的方法。面波随射线角度变化会有所不同，瑞利波和勒夫波散射导致的速度-深度曲线间的差异是各向异性的表现，并能探测地球的组成和结构。目前都能通过测量相速度和群速度来推导散射曲线。[illegible]（图3.25）的曲线路径见图3.26。

散射曲线的形状取决于剪切波速度和地球密度的变化。长周期波的传播主要受深部构造影响，然而短周期面波主要受浅层物理属性的影响。图3.27表明了瑞利波在由水层与半无限固体层构成介质内传播时的散射曲线的原理。水深在1.0km到6.5km之间，长波长（T>15s）群速度对水层的厚度并不敏感。曲线平直的部分是瑞利波在固体（0.92Vs）中速度的渐近线。在波长较短（T<25s）时水的影响很明显，特别是在水层增厚时更明显。在水层和固体半空间层间插入的中间层将影响中波长瑞利波的传播，简单两层结构间的偏差取决于层速度和厚度。

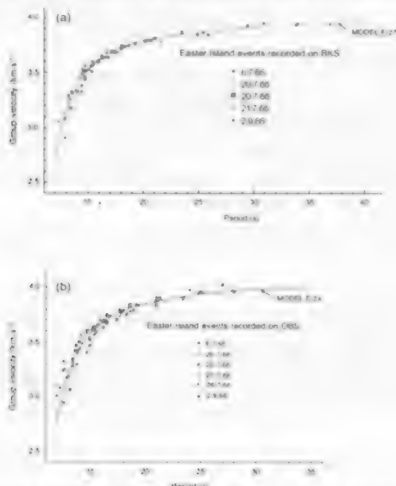


图3.26 [illegible]（据 [illegible] and [illegible]，1969）

[illegible]

$$y_d = Ax_m \qquad (4.72)$$

[illegible]

表4.2 [illegible]

（据 Piermatter and Nowroozi，1969）

层厚（km）	V_p (km/s)	V_s (km/s)	ρ (Mg/m³)
模型E-27：复活节岛个大陆接收站			
3.80	1.51	0.00	1.03
0.01	1.52	0.15	1.65
0.10	1.60	0.19	1.70
0.10	1.71	0.37	1.79
0.10	1.80	0.53	1.86
1.30	5.07	2.88	2.67
5.00	7.20	3.98	2.90
50.00	8.00	4.68	3.30
160.00	7.90	4.60	3.35
	8.20	4.68	3.40
模型E-24：复活节岛个海底接收站			
3.80	1.51	0.00	1.03
0.01	1.52	0.15	1.65
0.10	1.60	0.19	1.70
0.10	1.71	0.37	1.79
0.10	1.80	0.53	1.86
1.00	5.07	2.88	2.67
4.50	7.20	3.98	2.90
50.0	8.20	4.72	3.30
160.00	7.90	4.60	3.35
	[illegible]	[illegible]	[illegible]

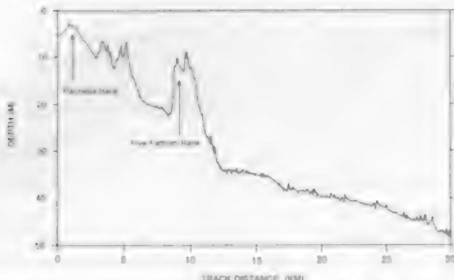


图 4.23 [illegible] (据 Oliver 等, 1955; [illegible], 1960).
经出版社和美国地质学会允许后引用.

可以对模型中的几种参数进行很好的限定。例如，在[illegible]中常使用的[illegible]速度 V [illegible]可以通过 V_s 值进行测量，这使得建模的工作可以集中在减少参数数量上—“[illegible]方法”的基础，即在[illegible]的不确定范围内寻找模型结构（Keilis-Borok and Yanovskaja, 1967）。[illegible]通过联合基本的群速度和[illegible]的第一[illegible]模式，[illegible] 1km/s，并[illegible]到表层下[illegible]km.

由于面波传播与频率相关，故在三维介质中[illegible]的速度变化[illegible]更为复杂。即使如此，[illegible]层析成像还是在区域的和全球的建模中发挥了作用。[illegible]如果[illegible]为 f 时的[illegible]时间偏差 $\delta t(f)$ 和[illegible]速度的变化量 $\delta v(f)$ 具有以下关系:

$$\delta t(f) = -v(f)^{-2} \int_{\text{path}} \delta v(f)\,ds \qquad (4.73)$$

其中 $v(f)$ 是[illegible]的速度。[illegible]可用 $\delta v(f)$ 表示。可通过将地球划分为多个区块来建立速度模型，由此公式（4.73）可表示为:

$$\delta t(f) = -v(f)^{-2} \sum_{k=1}^{M} \delta v_k(f)\,\Delta s_k \qquad (4.74)$$

其中 M 是区块的数量，δv_k 和 Δs_k 是速度扰动和在第 k 区块中的路径长度。[illegible]可用于每个区块的垂向变化速度结构。另外，速度[illegible]可以定义为连续函数。J. H. Woodhouse 和 A. M. Dziewonski（1984）通过[illegible]全球地震台网的[illegible]，[illegible] 600km [illegible]的[illegible]速度异常图。[illegible]

第五章 海上地震数据的采集

5.1 引 言

海洋地震勘探需要具备以下几项：

1. 地震能量来源；
2. 探测弹性波在水中或者海底旅行的方法；
3. [illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]……会展示一些地震剖面的例子。

5.2 脉冲式震源

5.2.1 导言

[illegible]

振动，且改变由辐射、扰动、重力和边界存在导致的能量损失所决定。气泡脉冲呈幅值不断衰减的一系指数脉冲形式。H.F. Willis 修改 Lord Rayleigh 的流体中气泡运动的表达式，给出了气泡脉冲的周期 T(Cole, 1965)。

$$T = k_w \rho^{1/2} p^{-5/6} E^{1/3} \tag{5.1}$$

这里 k_w 是常量，ρ 是液体密度，p 是绝对静水压力，E 是爆炸能量的份额。对于 8 kg 的炸药，初始震动波和第一个气泡脉冲之间的时间间隔 T_b 是：

$$T_b = 0.48 k_r W^{1/3} (d + 10)^{-5/6} \tag{5.2}$$

这里，W 给定单位为磅，k 是由炸药类型所确定的常量，d 是炸药沉放深度，单位为米 (Arons, 1948)。

图 5.1c 显示了波形从振荡气泡被海面反射系数为 -1 的反射系数修改的情形。在初始压力尖高和每次二级脉冲后都出现相位反转。在浅部爆破可使气泡第一次膨胀时就爆到水面而破裂，这样就避免了气泡振动而产生的胶片剖面上的“鬼波”对记录的干扰。

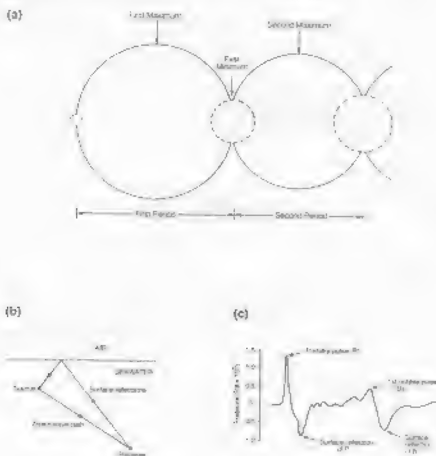


图 5.1 (a) 水下炸药爆炸产生的气泡膨胀和收缩(据 Cole, 1965)。(b) 射线图和(c) 是炸药脉冲波形和因表面反射而产生的干扰(据 Rosa, 1984)。经 the Institution of Electronic and Electrical Incorporated Engineers 允许后引用。

5.2.2 化学爆破

19 世纪 60 年代中期以前，化学爆破被广泛应用于海洋地震勘探。但从那以后，作为能量源，在海面的表层，它们的应用局限于需要较高能量的深部地壳实验中。爆炸既可以通过电力产生也可以用缓慢燃烧的导爆索产生。声学压力在几毫秒内达到最大值，峰值能量的损失随着如图 5.2 所示的气泡脉冲频率发生。图 5.2 显示与 0.45kg 炸药在 13m 到 6706m 深度爆炸产生的频谱。在水下，峰值频率[illegible]。爆炸深度应选定在相对峰值频率波长四分之一的深度。这是因为上行波的能量能够被海面反射波所加强。这种要求不是总能达到，因为大量炸药必须沉到适当深度以下，以便放炮船在引爆产生[illegible]以前，有足够时间到达安全的距离。

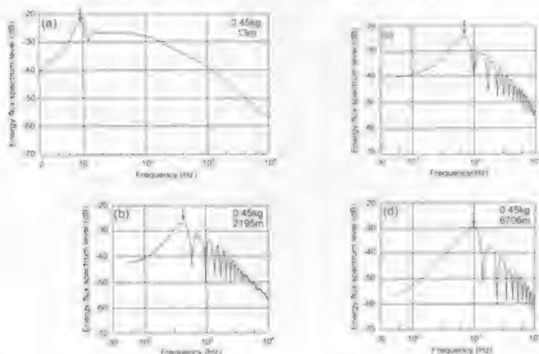


图 5.2 0.45kg 当量的炸药在海水下 13m、2195m、4420m 和 6706m 的能量谱。能量水平单位是 dB re 1J²/m²/Hz（据 Weston，1960；Christian and Blaik，1965）。经 IOP 出版社和美国声学学会允许后引用。

地震勘探使用不同成分、大小和形状的炸药，范围从研究浅部地层的几克，到为探测数十公里深度构造而特意使用的超过 1 吨的大量军用炸药。电子引爆或燃烧的导爆索可以引爆炸药，而且很少有二次脉冲产生（Lugg，1979）。

在海底上方或者就在海底引爆化学炸药能提高能量传递效率（见 4.3.3 节）。图 5.3 展示了 D.E. Koelsch et al.(1986)发展起来的[illegible]。[illegible]，该海底爆炸装置（[illegible]）包括 18 个挂在[illegible]上的[illegible]筒，每个筒内装有[illegible]炸药，可以在海水中[illegible]引爆。[illegible]，[illegible]在适当的地方，[illegible]一个[illegible]，[illegible]。[illegible]炸药和[illegible]，[illegible]。[illegible]开关能够防止过早引爆炸药。

5.2.3 压电震源和磁致伸缩震源

等浅层反射（Worzel, 1959）.

[illegible]

5.2.4 电火花和强震板

[illegible]

[illegible]

5.2.5 气枪

[illegible]

[illegible]

偏离，气泡脉冲振铃的衰减导致振幅谱产生明显的干涉效应。上Langhammer 等(1995)指出在气枪周围装上有孔的橡盖物或在气枪振动时固定水面，从而降低二次波。

气枪产生一个宽频带的脉冲信号和气泡振荡（图5.5）。峰值振幅随着气枪体积的变小而减小。释放的一个重要的特征是衰减很快的信号具有可重复性，这在数据处理中是一个主要的优点。输出信号可以被近场水听器记录，而靠近每个气枪1m放置的近场水听器更容易获得，且输出允许远场波形参与计算。

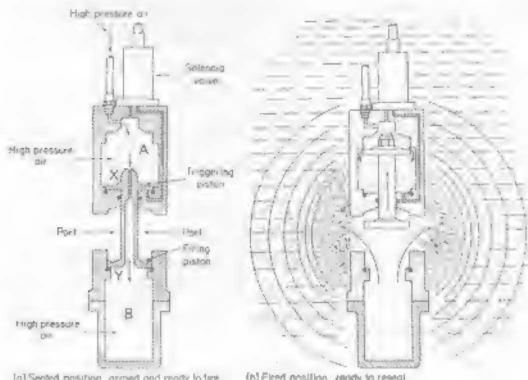


图5.4 气枪地震震源。经Bolt技术公司允许后引用。

为了得到持续10～15s的宽带输出信号，不同大小的气枪被组成阵列。典型的情况是，两个震源阵列被拖在水深5～10m处，分别放炮。气枪的位置由水面浮标的GPS接收器和尾部拖缆上的声波(50～100kHz)接收器接收脉冲的来回时间确定。在石油勘查和深海地震剖面测量中可以用到几十个气枪，总体积达到～100升(Klemperer and Hobbs, 1991; Avedik et al., 1993)，它们在频率12～128 Hz范围内释放的峰值大于80 bar·m，能够可以通过地面波在超过500km的距离内被折射与反射探测（BABEL Working Group, 1993）。气枪的触发是同步的，因此它们的初始压缩脉冲是叠加干涉的，而二次气泡脉冲是非相干的。因此和气枪的型号一样，是设计阵列的重要因素。如果它们的峰值被分隔小于一个波长，震源波形就会受到气泡相互作用的影响，其在远场上的影响可以在数据处理过程中得到估算和补偿(Parkes et al., 1984)。

根据技术实验结果，Ewing et al. (1992) 在低频率阵列中平行并排放置了两个气枪，交替放枪使气枪周围的海水产生了水平推力，在形成P波和SV波的同时，交替形成了偏振的SH波。因此，除了得到P波和SV波数据，还可从这对气枪中获得SH波的数据。

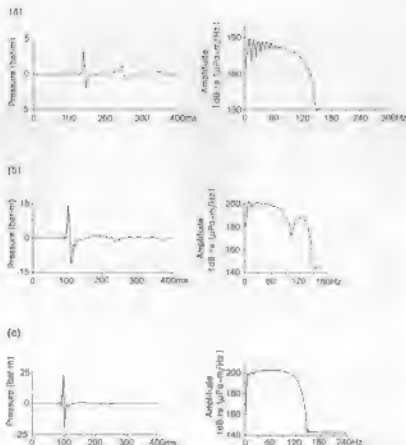


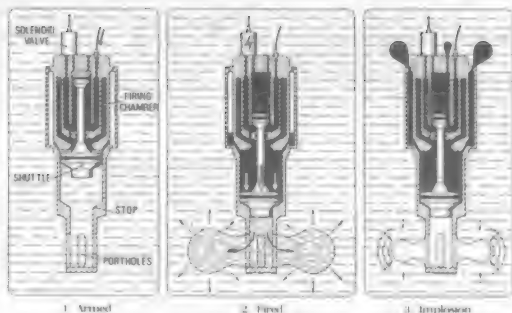
图 5.5 气枪震源在压力为 2000psi（13.8MPa）下发射的输出波形和振幅谱：(a) 250 立方英寸（4.1 litre）单个如图 5.1 所示的气枪，发射深度=7.5m；(b) 1350 立方英寸（22.1 litre）气枪阵列，发射深度=7.5m；(c) 750 立方英寸（12.3 litre）六枪调谐气枪阵列，发射深度=6m（据 Fontana and Haughland, 1991；经勘探地球物理学会允许后引用）

5.2.6 水枪

由 Societe pour le Developpement de la Recherche Appliquee 设计用于高分辨率地震剖面测量的水枪，其声学输出是通过水中气穴体的突然崩塌产生的。图 5.6 显示了水枪放炮循环的 3 个阶段。开始阶段压缩空气推动中心活塞向下，快速排出贮存在圆筒中活塞前部的水。当活塞被标有 "STOP" 的凸缘卡住时，移动的水柱子从活塞中分离形成气穴，随后气穴的爆破产生脉冲输出，其能量与水柱子的动能成比例。当活塞到达止行的底部，空气从上层枪室中排出，静水压力推动活塞回到出发前的位置准备下一次放炮循环。

5.2.7 自由落体重物

下落到海底的重物可以为海洋剖面提供地震能量，在一次 Madeira 群岛外的深水实验中，重量都为 10 吨的一个钢圆筒和一个流线型弹丸，从船上被以自由落体的方式放下去（Whitmarsh and Edwards, 1982）。撞击产生的折射波和表面波能够被 1000m 以外的海底接收器接收。



[illegible] Appliquee and Seismic Systems Inc 授权引用).

5.3 可控地震震源

[illegible]

[illegible] 的反射波互相关.

[illegible]

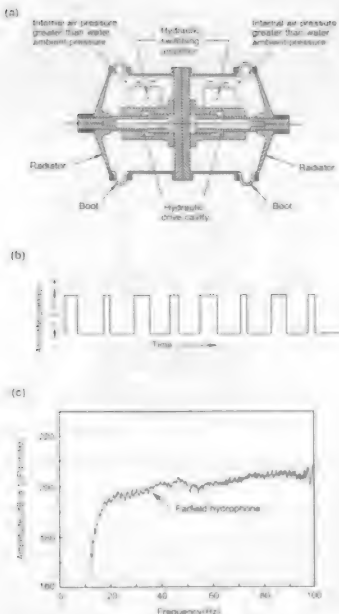


图5.7 (a) [illegible]；(b) [illegible]；(c) [illegible] 100Hz [illegible] Sodera Technology Limited 授权使用。

5.4 水下地震探测器：水听器和地震检波器

5.4.1 水听器

水听器是用于探测水中传播的地震信号，通常由压电材料，比如[illegible]，[illegible]制成。水中压力的变化在传感器电路中产生[illegible]的电流，[illegible]。传感器[illegible]，包括[illegible]的管子、金属[illegible]。灵敏度[illegible]，响应频率为10~[illegible]Hz（图5.8）。[illegible]水听器通常设计为成对[illegible]，这样它们的输出会因[illegible]增加，[illegible]

[illegible]

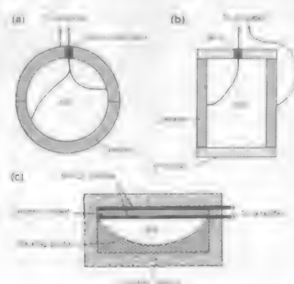


图5.8 水听器：(a) 球形陶瓷传感器；(b) 一端封闭的圆筒；(c) 弯曲片

5.4.2 海底地震检波器

[illegible]

[illegible]

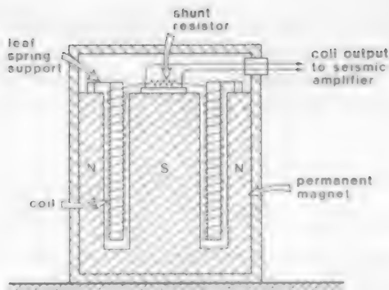


图5.9 动圈线圈地震检波器(据Kearey & Brooks, 1991，经Blackwell Scientific 允许后引用)

5.5 自由漂流和锚系水听器接收器

5.5.1 悬挂在记录船上的水听器

最早的深海地震调查是通过使用悬挂在固定或者漂移记录船只上的单个水听器来实现的(Hersey and Ewing, 1949; [illegible], 195[illegible])。[illegible]约在1 100m深度[illegible]，[illegible]30~300m 的水听器接收来自海底和下方反射体的回声，经过电子滤波器，水听器信号在示波器上被记录下来(图5.10)。到达时间的海底反射，可以通过海底下的[illegible]。海底的反射在很大的一个频率范围内都可见，然而海底的反射只在较低频率([illegible]~1000Hz)可辨别，因为P波在沉积物和岩石中的频率增加而快速衰减。[illegible]水听器[illegible]海底以下1km 左右厚度的反射界面。由于地层在垂直和横向上的变化，回声信号在相隔较远的站位间就不能清晰地相关。

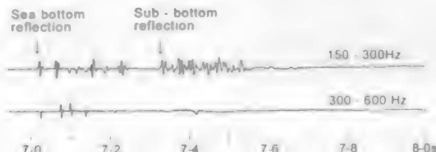


图5.10 西大西洋早期深水地震实验。水听器信号记录显示在示波器上，记录到海底回声的清晰反射(据 Hersey and Ewing, 1949，经美国地球物理学会允许后引用)

二战后(Ewing et al., 1956; Bezrukov and Kosminskaya, 1958; Shor, 1963)，美国和俄罗斯工作人员在记录双船地震折射剖面时，使用了一个或一组（视分辨的情况下）悬浮在海面下用有效深度以下的水听器。为了减小波浪运动造成的噪音，水听器被浮在有效补偿的弹性和悬浮水平上，水听器记录挂在与船体由电缆相连的浮标平台上，用来记录地震波速度。目前的链条水听器已经被用于通过相位对应确定地震剖面的(Sorrells and Johnson, 1969)。

5.5.2 声呐浮标

M.N. Hill (1952) 是在地震调查中使用水底声呐浮标的先驱。该声呐浮标包括传送水听器信号到记录船甲上的无线电传送器。声呐浮标通常自由漂浮，水听器悬挂在 30~150m 深度，以便将噪声控制在可以接受的低水平上。信号通过频率调制的 27~180 MHz 的载波上传输，除非在特殊的传播条件时被限制在视线距离中，接收一般被限制在无线电视线的范围内(10~30km)。为了提高范围，声呐浮标上安装了内置的记录器，在地震波预期到达前，通过船上的主传输器发送编码信号来激活该记录器。

60年代末期，从船只或者航行器上投放的低成本、抛弃式的军用声呐浮标已经应用于地震勘探工作。浮标入水后，可自动升起传送器天线和水听器，并启动海水电池（图 5.11）。浮标被设计成约10个小时后下沉。除了应用在广角地震剖面的发射上，抛弃式声呐浮标还被用来研究监测局部的微震地震(Northrop et al., 1970)。声呐浮标还被改进用来记录冰流中的反射剖面(Kristoffersen and Husebye, 1985)。

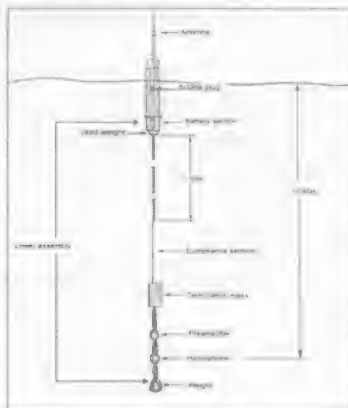


图 5.11 装有水听器的声呐浮标，经 Fairfield Industries Inc 允许后引用

5.6 海底接收器

5.6.1 海底地震仪

固定的海底接收器[illegible]（OBS）。[illegible]（Whitmarsh and Lilwall，1983）：

1. [illegible]探测，深至几十公里和海底下更深的部分。
2. 固定的海底接收器[illegible]确定性。
3. [illegible]与第二个事件，[illegible]

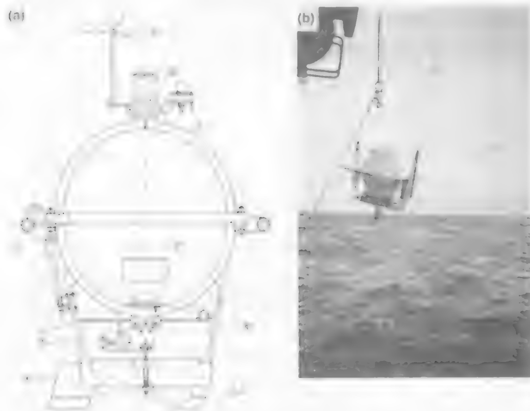


图5.1 (a) [illegible]W. Weigh 提供）。

4. 深水中的海底接收器的噪声级通常很低，这是因为噪声被很好地从上层水柱的高能环境中去除了。
5. 海底设备可以和地震检波器结合起来记录除压缩波以外的剪切波和表面波的路径，这就加强了对深海底物质物理性质和属性的约束。地面质点的运动可以从三轴地震检波器的输出中得到。
6. 固定的海底地震设备具有长时间间隔记录的能力，这将使得监测小的局部地震如同监测大地震一样成为可能，同时还能监测更多更远的远震事件(Shen *et al.*, 1997)。地震活动性与水地构造特征的联系可以被更为精确地确定，断层的属性也能被确定，而且从 P 波的初动，最大 P 波和 S 波振幅比率来研究确定震源机制也成为可能(Trehu and Solomon, 1983)。

5.6.2 海底多道接收器

地震信号可以在海底多点接收，通过包括独立水听器或者水听器和三维地震检波器组合的静态接收器阵列来实现。使用如叠加和反褶积技术(见第四章)处理多道数据可以得到地下速度并加强基本的地震回波。图 5.13 的阵列用于大陆架的地震实验。它由一个柔软的塑料管组成，包含 12 个间隔 100m 的水听器，并连接到电池驱动的记录设备上。为了保存电池能量，一个微处理器单元在放炮的间歇期会将记录器的开关关闭。

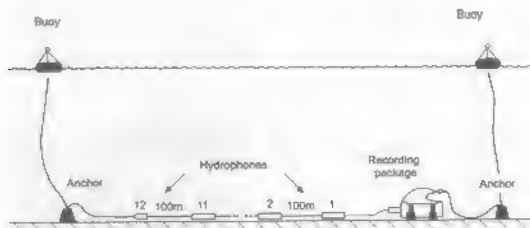


图 5.13 海底水听器阵列(据 Powell *et al.*, 1986，经 Kluwer 学术出版社允许后引用)

海底水听器阵列曾被海军应用，其中就包括了环境噪声的空间模式研究。美国海军的 SOSUS(Sound and Surveillance system)覆盖了北大西洋和北太平洋的大部分。Juan SOSUS 数据现在可被用于海底地震研究，T 波的记录被证明是监测东北太平洋 de Fuca 脊系式岩脉侵入事件的有效方法(Fox *et al.*, 1995)。

在海底阵列中增加三分量地震检波器的一个主要优点是可以记录剪切波，因为剪切波不受构造的流动性影响，除非存在大的密度改变。S 波剖面不包括极性反转和与富气层序有关的亮

点。在P波记录上而不是S波剖面上的亮点存在通常指示有气体存储。S波在探测断裂构造中有重要作用，断裂导致各向异性：S波在断裂方向的偏振要快于在垂直断裂方向上的振动，导致S波分裂。而且P波和S波在相同界面的反射Vp/Vs比值，可以帮助了解地下岩性，尽管这样的方法受限于孔隙度和孔隙形状对它们速度的影响，以及主岩速度与其他岩石叠加的限制。这些应用导致了十分重量（4C）阵列和密集网格的气枪放炮，以便在油田开发中的使用。在一些地区，海底电缆（OBC）被固定在海底，这样就可以重复监测地下反射率随时间的变化（4维（4D）地震调查，见5.9.4节）。

5.7 拖曳式水听器接收器

5.7.1 单一水听器

单一水听器是全向的，受来自几个方向的声学干扰，包括船只内部的和推进器，螺旋桨和尾流影响等。水听器附近由水流导致的压力波动会产生地震频率上的噪音，电缆振动导致的摩擦应力和一般的水动力也会产生相同的影响。波浪运动，航海交通和生物活动都产生环境噪音（Wenz，1962）。低于10 Hz的背景噪音受控于微震活动，10-200 Hz的噪音主要是由船只造成的，200-1000Hz段的噪音与当地海浪和风有关。噪音场的存在随时间变化很大（Burdic，1984）。

J. I. Ewing and G. H. Tirey（1961）采用单个水听器来记录200g TNT炸药每隔两分钟产生的回声，船的移动速度大约是5 m/s。电缆在每次放炮前几秒钟被拉下来，使水听器能够随机沉入水中并达到静止。用这种方法得到了数千公里的反射剖面，第一次显示了深海沉积层的密度和结构是如何变化的。

5.7.2 拖曳水听器排列

单个反射剖面接收器很久以前就被拖曳水听器排列（拖缆或电缆）所取代了。每个检测器浸入绝缘油液中，放在一个直径约100mm的柔韧塑料管子里，因为油具有与海水非常接近的声阻抗。整个排列被设计成中立浮力的，这使用在高速拖曳和波浪的拖缆，且不容易损坏。在早期主机的计算空间很受小，在最简单的配置中，拖缆是由许多水听器排列的连在一起组成接收器，并将信号叠加（图5.14），而不是单独记录的。这种配置比单点探测器有明显的优点，它更少受随机噪音的影响，而且能方向性发挥作用。这种阵列被用来记录数十公里长的反射剖面，拖行速度超过15km/h（~8节）。

大多数拖曳排列使用多道接收器，它们被分成几个单元分别记录，于是可以使用叠加和其他处理方法来加强其基本记录。图5.15显示了30道拖缆的布局，其拖行速度为~2.5 m/s或~9 km/h（~5节），拖行深度为6-18m。前端包括一个缓冲隔离段，有一条钢缆减少船体运动的影响。其后是一个由8到12.5m长、每组16个水听器组成的单元，被装在直径50mm的柔韧塑料管子里，所有的线单元通过能承受拖动产生的应力的有力装置而连结。还可以装上深度水听器，用来增加接收范围的主活动段。拖缆的后端包括更多的缓冲段，减震段和一个顶端装有雷达反射器的浮标。收排列排头时需要大约2km的转弯圈子。

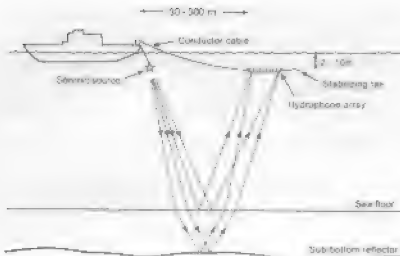


图5.21 用于反射的单道水听器排列。水听器串联连接形成一个几十米长的等效线性接收器

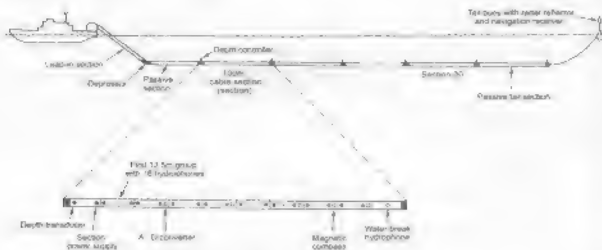


图5.22 多道水听器排列（经 Western Geophysical 允许后引用）

在较早的设计中，水听器信号通过拖缆以模拟信号形式传输。拖缆现在包括模—数转换器和编码器，可通过光纤光缆进行数字信号传送，速率超过5兆每秒。数字数据传输避免了信号沿直接传输路径的退化问题的影响。利用许多小水听器组成的数字信号，就可以在不回收拖缆情况下轻松地改变接收配置。

在地震调查中，经常使用到超过6000m长、500或者更多道的水听器阵列，在三维调查中，8到12个拖缆同时拖放。展开器使拖缆保持固定间距。由于受到不同水密度、水流和风的影响，每个水听器单元已经能够全方位保持拖缆上特定深度和水听器定位的功能。在被称为鸟的调整面的作用下使拖缆于水中漂浮；保持在水中的垂直运动时才能可保证拖缆附近于一水平线。通过电控深器，拖缆保持在预先设定的水平。一系列压力传感器监测着拖缆深度，在同时刻前端、中间、尾端的高频水听器对一个挂在船体附近50～100kHz小声源发出的脉冲的探测，就能通过三角测

来确定拖缆的形状。另外，为了控制拖缆形状还安装了一个小的磁性罗经(Cours, 1983)，浮标装有GPS或者其他高精度导航系统用于拖缆尾端的定位。

多道拖缆排列可以几乎不需要维护地使用几个月时间。但在热带地区容易受到鲨鱼咬击，在高纬度地区也常遭受冰体的破坏。在这些地区，排列持续工作几个星期就需要进行维修。

5.7.3 深拖水听器排列

地震分辨率可以通过提高水听器排列拖曳深度得到提高，但这样却减小了第一个菲涅耳带上的面积。图5.16a显示了它的三维震源接收几何原理，可以看出，在水深5000m时，相对海底移动震源或者接收器到100m，R的因子几乎降低了5。将震源和接收器都靠近海底会使R降低得更多，尽管这很少被提到。

A.N. Bowen and R.S. White(1986)在Vema断裂区记录地震剖面时，使用了一个近水面的气枪震源和一个拖在离海底几百米的300m长的水听器阵列(图5.16b)。阵列中一个8 cable的变径器提供了浅层穿透反射剖面，但显示了拖缆相对于海底和水面的位置。

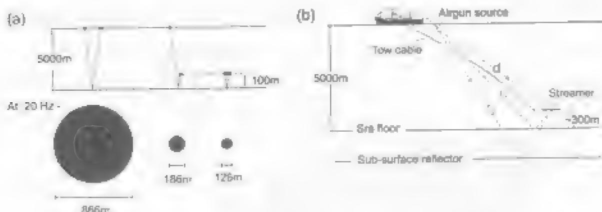


图5.16 (a)在20Hz下震源和接收器，表面震源和深拖接收器以及在一个水下反射层上方的深拖震源和接收器的第一个菲涅耳带面积的比较，假定震源和接收器是垂直一线的，水中速度为1500m/s；(b)Vema断裂带记录深拖剖面所使用的观测几何，发射观测系统：d，直达波；r，海底反射；f，海底地层反射（据Bowen and White，1986）。经地质学会允许后引用。

5.8 地震数据的记录和显示

早期的海上地震数据用示波器或者变密度记录器显示，存储在类似可重复使用的磁带上，后者的动态范围只有50~60dB，60年代被数字存储器取而代之。因为数字存储提供更高保真记录，而且可以迅速存取便于数据处理。数字记录系统现在包括用来记录多道拖缆的信号的船上单元，和用来记录海底的地震检波器和水听器信号的远程系统。为了节约电源，后者包括一个微型处理器在固定的时间窗内或者信号强度达到阈值时操作记录仪(Owen and Horton, 1990)。图5.17给出了一个用数字形式记录多道数据的系统流程图，部分被集成到拖缆中以便通过拖曳的电缆直接获得数字信息。

主要组成部分如下：

1. 前置放大器和滤波器：水听器信号首先被放大并输入模拟滤波器。低阻滤波器去除低频干扰，如与风浪较大情况下拖缆运动有关的干扰。高截滤波器或者抗假频滤波器可以防止数字化后的信号回放时产生额外的人工假频。波形采样不足常会导致假频现象（Nyquist 频率 f_N 是采样频率一半），低于该频率假频现象不会发生。如果信号包含一个 f_N+f 的频率，那么当采样率为 $1/(2f_N)$ 时，它将不能和频率 f_N-f 相区分。地震反射数据通常以采样率 1 ms、2ms 或 4ms 采样，4ms 采样需要一个高截 125Hz 的抗假频滤波器来去除高于 125Hz 的信号。还包括一个陷波滤波器用于去除特定频率的噪声（例如 50 Hz 或 60 Hz 的高压电线干扰）。

2. 多路转换器单元：这是一个高速电子开关转换装置，将每个水听器部件连接到数字放大器和模数转换器。

3. 增益控制放大器：它们放大接收信号并以数字形式记录，因而真实的振幅可以在回放时重新获得。实时浮点放大器以 $A2^n$ 的形式提供振幅，A 给定输出振幅值的小数位，n 是 2 的幂次。浮点放大器包括至少 15 个放大阶段，每个得到 2 倍放大。

4. 模数转换器：将信号振幅转换为二进制编码。每个放大器的输出被多路器转换到采样保持电路，以使电压振幅能与一系列标准电压进行比较。每个水听器道有 50 μs 或者更短的时

图 5.17 多道地震接收系统的框图（经 Western Geophysical 允许后引用）

间进行比较，并提供以二进制形式表示的给定放大器电压振幅。经过数模转换器的脉冲通过一个管理顺序的格式化程序，数字化数据被记录到磁带上。格式化程序也组织磁带头信息，例如剖面序号和放炮率。现在普遍使用24位模数转换器。

5. 数字磁带记录器：格式化后的输出被存储到盒式磁带或者传统的9轨、半英寸（13mm）的磁带上。数据的记录有几种不同的工业标准格式，第1个字节的SEG D（Northwood *et al.*, 1980）。SEG Y格式被广泛用来进行数据转换。

6. 船舶信号分离器：该信号分离器输出的数据为国际接收的轨道连续的格式，例如SEG Y，优先记录到磁带上。

7. 剖面显示单元：示波器、变密度记录器和显示器显示同步监视拖缆输出原始和显示处理过的数据。示波器单元把数据绘制成传统的轨迹线，可能是经过带通校正和高频信号调整，填充了正的或者负的波形部分。颜色显示是普遍的。

5.9 放炮—接收配置

5.9.1 折射地震剖面

折射线通常呈单端的、翻转或者分裂（图5.18a）。它们是双船或者单船放炮，使用声呐浮标、海底或者井下接收器记录到的（图5.18b）。使用环形模型围绕一个接收器放炮可以确定地震的各向异性。

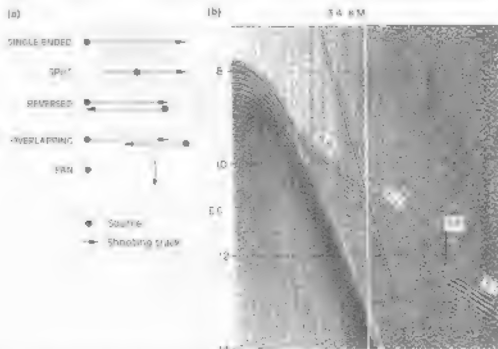
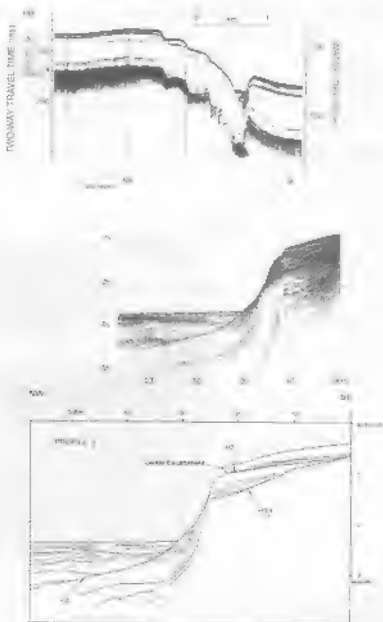


图5.18 （a）折射剖面的轨迹（据Sheriff，1973）；（b）使用声呐浮标和气枪在大约5800m水深记录到的单船折射剖面，直线速度用km/s表示，CR是控制点到8.1km/s界面的垂直距离（据Houtz，1977）。经美国地球物理学会允许后引用。

5.9.2 单道折射剖面

最简单的单道剖面系统使用一种传感器，它每个发射脉冲发出后转换成静候接收模式，电子补偿被用来校正船体的垂直运动(Trabant, 1984)。图5.19a是用了用3.5 kHz传感器记录的反射剖面，地形受到最近活动的断层的影响，地震穿透可能超过50m，间隔不足1m的反射体都可以确定。

用来控制海底深部的震源与接收器分开放置(图5.18)。图5.19b是在墨西哥湾的大陆架采用气枪得到的记录，其沉积层覆盖在反射强烈的基底上，深度从几米到一千米以上。图5.19c是在同一地区大陆坡坡积地带，利用深拖式震源接收器得到的局部剖面，这张高分辨率的图像显示100~200m的沉积物结构没有受到水柱多次反射的干扰。



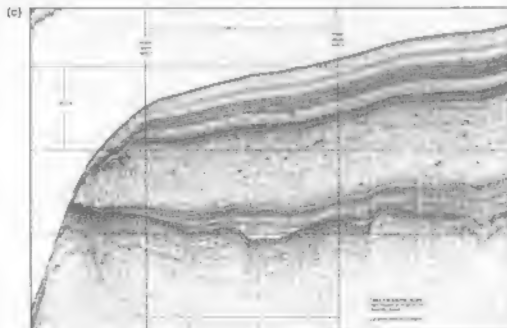


图5.19 (c) 希腊西部Patras海湾，3.5kHz反射剖面，显示了层叠于沉积地层中的活动断层(据Chronis et al., 2001，经Elsevier Science允许引用)；(d) 苏格兰西北部大陆架使用气枪记录到的单道反射剖面，K. 水层复合(据Jones et al., 1986)，经爱丁堡皇家学会允许引自"爱丁堡皇家学会学报"，Section B: Biological Sciences, volume 88 (1986), pp. 27-51；(e) 苏格兰大陆架海岸附近记录的深拖布麦尔震源反射剖面(经英国地质调查局允许引用)。

图5.20显示了穿越Venus断裂区的单道海洋地震剖面，使用了近表面的气枪和深拖单道水听器阵列配置如图5.16所示。图5.20a是原始的监测记录：这里海底形状的变化反映了水听器阵列深度变化导致的震源-接收器的偏移变化情况。图5.20b是经过处理的记录，对水听器距离海底的高度改变和接收器深度改变造成的反射点横向的偏移进行了时间校正，主要同相轴经过维纳滤波器进行了锐化，偏移去除了很多衍射双曲线，给出了一个活动断层切割沉积层和基底的清晰图像。

5.9.3 多道折射剖面：二维调查

很多反射剖面是用单个震源阵列和一个多道拖缆记录得到的(图5.15)，震源-接收器的几何形态是不同的。为了使地震穿透达到几十公里，英国BIRPS和德国DEKORP研究组使用了大型(1000 in³)气枪阵列和长(~5 km)拖缆(Klemperer and Hobbs, 1991; Meissner et al., 1991)。高精度海洋勘探所需的水听器拖缆被用来进行不足1km区域的高分辨率浅部调查。目前多道地震新兴的新技术，如悬浮气枪和海底中的水听器阵列，已经被设计用于海域勘测(Kristoffersen and Bunchey, 1995)。如果有某个地区的调查数据，这些区域的深海反射常被埋藏的高阻抗的碳酸盐、玄武岩和火山岩所掩盖，那么对这些调查数据的进一步处理可以通过由自震源-接收器几何系统产生的合成剖面进行一些高程的处理以便达到最优化效果。

图 5.23a 显示了二维数据处理的总要和可选步骤的流程图。图 5.22 显示了经过处理后的多道地震剖面。图 5.22a 显示了北海海底的基底层从超过 3000m（3 s 的双程反射时间）经深度上升；图 5.22b 显示了沉积层中破碎状断层周围的细致结构。

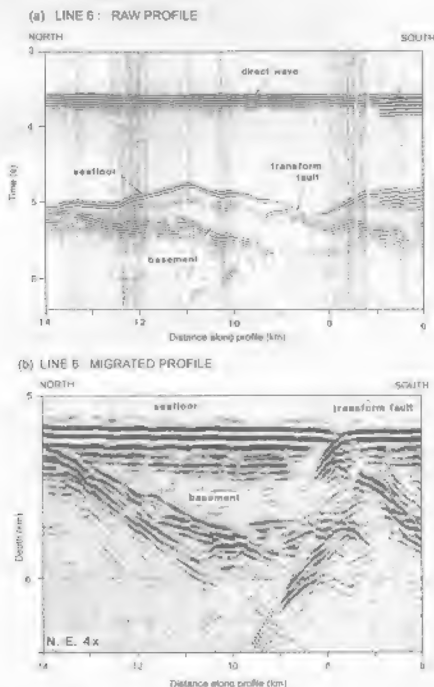


图 5.22 … km 长的横穿（15° 50′ N, 45° 30′ W 附近）的多道地震反射剖面。(b) 可反射的相偏移的深度剖面（据 Rowe and White, 1998）。经美国地球物理学会许可引用。

图5.21 (a)二维地震反射数据的处理流程图，NMO：动校正(据 Hatton et al.，1986)；(b)三维地震数据处理流程图，QC：质量控制；DMO：倾角时差校正(经 Veritas DGC 有限公司允许后引用)。

(a)

(b)

TOTALIFD

5km

图 5.[illegible] [illegible] and Jenyon, 1988)。经欧洲地球物理学会允许后引用。

5.9.4 三维、四维折射地震调查

[illegible] 80 年代早期，[illegible] 1985 年 [illegible] [illegible] [illegible] 10s，[illegible] [illegible] 1989)。[illegible]
多是二维的；三维研究通常局限在边境地区。

图 5.23 (a)地震剖面使用(i)两个震源阵列和两个拖缆、(ii)四个震源阵列和两个拖缆(经 Western Geophysical 允许后引用)；(b)获得二维地震反射数据的设计，每幅各用两个震源阵列和两个水听器拖缆(经 Ocean Products 允许后引用)



图 5.53 拖着震源阵列和水听器拖缆的地震船(经 Western Geophysical 允许后引用)

三维调查中使用了连续放炮的双震源阵列和超过 12 条的拖缆(图 5.53)，每个地下反射面元的 CMP 覆盖由船载的记录系统监测，当船只偏离航线，重新发射需要在每个接收器建立最小的 CMP 覆盖时，该系统就会显示。图 5.21b 显示了处理顺序的流程图。现在计算机的能力允许对偏移三维数据进行全处理。导航和拖缆声学监控需要花费大量计算时间，在整个调查成本中也占据了显著的部分。在一些开发测区，如墨西哥湾和西北欧洲地区，三维调查被反复进行来确定反射率和反射极性等，作为一种监测油体在储油层中运动的方法(四维或者时移地震；Watts *et al.*，1996；Johnston *et al.*，1997)。在一些地区，使用四分量海底地震电缆来进行这种操作(参见 5.6.2 节)。

图 5.55 显示了三维调查密集反射数据的例子。交互式计算机工作站和可视化软件的快速发展允许整个 20×20 km 的三维调查数据以各种方式旋转和结构切片进行观看，构造解释可以通过在同一个工作站上建立三维地震模型来得到检验。

5.9.5 广角扩展剖面

叠加和偏移处理需要精确的速度，精确的速度又取决于动校时间的测量。由于水听器拖缆一般短于 6km，大洋和深海下方或大陆架剖面的速度很难准确得到。它们或者通过假定或者通过长范围折射剖面得到。使用双船或者多船扩展接收范围改进了速度确定的问题。接收距离可以通过使用两艘船以固定速度、相反方向移动，保持固定中心点的办法得以扩大(图 5.56a)。这种技术在声呐浮标方法上有很多优点。由于射线路径空间局部化，地形和倾斜对速度确定的影响很小，侧向速度改变的影响也被最小化。此外通常在垂直入射时很弱的反射同相轴可通过在入射角度跨于临界值处记录以便其得到加强，因为此处反射系数可能大大增强(第四章)。以大角度入射时，可能观察到模式转换形成的折射能量的到达，这很有助于限制结构模型的数量。

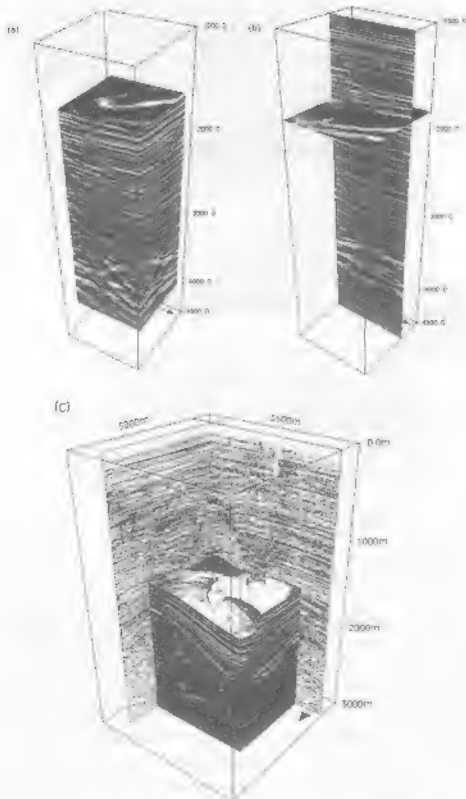


图 5.25 三维数据的实例：(a) 1250m×1350m×2400m 数据体，显示了地下深度在 1600m 和 2300m 之间普通断层的地层构造；(b) 来自数据体的垂直和水平部分；(c) 2500m×3000m×3000m 数据体，显示了区域盆地中的复杂断层模式(经 Schlumberger Geoquest 允许后引用)。

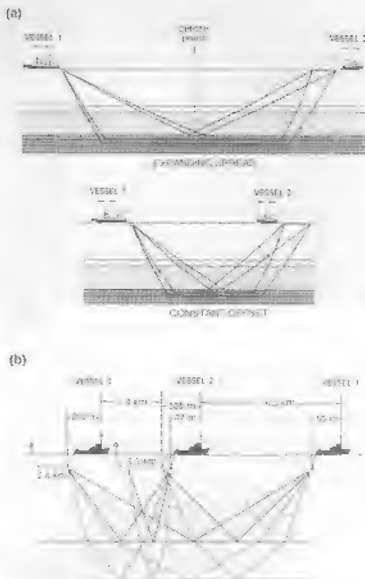


图 5.26 (a) 使用双船实现扩展排列剖面和恒定偏移距地震剖面的发射—接收几何系统(据 Stoffa and Buhl, 1980; Louden et al., 1985); (b) 使用三船记录扩展排列和恒定偏移距剖面的发射—接收组合(from Louden et al., 1986). 经美国地球物理学会允许后引用.

在深海和大陆边缘，使用化学炸药或者气枪震源和多道水听器阵列得到的扩展剖面时，如果船只以 9 km h⁻¹ (5 kn) 的速度从中心点移动，震源每分钟点火一次，使用 24 道水听器阵列，每个探测单元的中心间隔 100m，那么被覆盖点是 87.5m。如果发炮间隔减少为 1 分钟，那么覆盖率只有 50%。在几十公里范围之外，是用电缆将水听器的发射信号通过无线电连续到接收船上，可以记录炮点和接收器输出相应的同步。在更大间距，无线电传输变得不可靠时，使用标准时间来自导航站的外部授时信号来进行记录的同步。距离超过 90km 时，使用雷达发射机，可得到精度 5m 或者更好，来监测船只间的距离，从而通过改变船速和航向来保持正确的发射状态。更近的距离则使用 GPS/DGPS 和连续波系统。

图5.27a扩展剖面是在英国西北部大陆架记录到的。它显示了沉积物盖层的反射，且观察距离超过7km。在更远的距离，可以观察到速度为6.1和6.6 km/s的弧基底反射，同时有以S波形式穿过基底的到达波。从27km深处莫霍面的反射波观察距离超过50km。

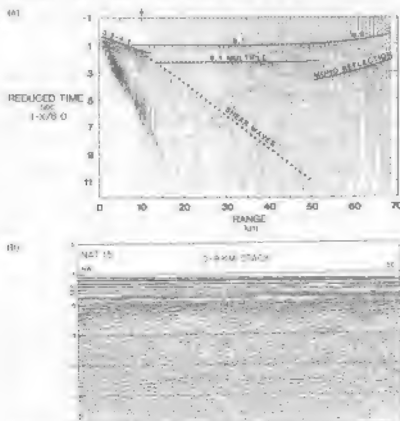


图5.27 (a)在英国西北部大陆架使用化学炸药作为震源记录的扩展剖面，速度单位为km/s（据Jones et al., 1984），经勘探地球物理学家学会允许后引用；(b)在北大西洋5200m水深，沿同一拖缆偏移距0~9km记录到的双船数据的共中心点叠加，记录到的强反射在10.3s和10.8s之间，不连续反射在9.0s和10.6s附近可以看到（据NAT Study Group, 1985），经美国地球物理学会允许后引用。

5.9.6 广角定偏移距剖面

通过将震源和接收器分别拖在两艘固定距离移动的船上，能够得到更宽的接收半径(图5.26b)。大接收半径的主要优势在于提高了速度信息的质量，与传统的排列相比，可以更严格地区分主同相轴和多次反射同相轴。图5.27b显示了用这种技术得到的剖面记录。采用变距去噪方法去除临界折射波后，偏移超过9km的数据被叠加得到接近10.5s的强反射，并与来自高速火成岩基底的返回波相关。这种方法已经扩展到三船采集系统(图5.26c)。然而，借助于大容量震源阵列和多道长拖缆的使用以及地震处理计算能力的极大增强，单船以较低成本就能够记录到更多深部的地震目标。

第六章 海洋重力场

6.1 引 言

对地球重力加速度 g 的观测提供了研究近海地区的重要方法，因为它受到深海及其边缘的形成和变迁作用所引起的海底以下物质分布变化的影响。重力引起的加速度从两极地区的大约 $9.86 m/s^2$ 变化到赤道地区的 $9.78 m/s^2$。任意点的 g 值由地球的几何形状和密度结构、纬度、高度和由潮汐引起的随时间变化的地球的形变决定。为了在全球范围内比较重力的测量，我们所有的测量都参考重力势处处相等并且可以粗略地定义为平均海平面的大地水准面。那么，由海面下质量差异所引起的重力场部分就被分离出来并被用于确定密度分布状态。由于剩余场仅仅组成总加速度 g 的一小部分，g 一般用毫伽（$1 mGal=10^{-5} m/s^2$）或者重力单位（$10^{-6} m/s^2$）来表示。在本章中我们采用前者。

6.2 早期海上重力测量

直到 20 世纪早期，对海洋及其边缘的重力场的了解还来源于几个孤立的岛上的摆的测量。第一个走航式重力测量的仪器是 C.W.Siemens(1876) 作为传统的线锤式水深测量方法的潜在替代物来设计的。Siemens 相信，由于岩石被较小密度的水所代替，深度就可以通过重力吸引的减小来计算。但是，他没有意识到重力受到地球要达到地壳均衡状态的趋势的影响，水深的差异已被海底下的质量分布的变化所补偿。更重要的是，他不知道重力随纬度的确切变化，所以他无法考虑由地球扁平引起的重要的重力变化。他的"水深测量计"读数和锤线式测量的水深值并不能相近到证明这是进一步的仪器发展方向。随后的著名实验是 O.Hecker(1903) 所做的。他通过水银（密度 ρ）气压柱的高度 h 和由水在沸点得到的大气压力 Pa 来确定重力：g 就通过 $Pa=g\rho h$ 来计算得到。Hecker 不仅在大西洋、太平洋和印度洋，也在地中海和黑海做了测量。虽然 g 的误差相当于后来船载重力仪所测的 50 倍，但是他指出在几乎处在地壳均衡状态下的地球上的重力值是一致的。

在二十世纪 20 年代到 30 年代期间，荷兰地球物理学家 F.A.Vening Meinesz 用他所改进的用在荷兰不稳定地面上观测的摆式仪器（Vening Meinesz，1941，1948）在潜艇上做了一系列开创性的重力测量工作。在这种条件下，一个摆的周期不仅仅取决于它的长度和 g 的值，而且还取决于支架的移动。对一个悬挂在刚性支架上长度为 l 的无重线绳上的质点 m 组成的一个假想摆来说，

$$l\ddot{\theta}=-g\sin\theta \qquad (6.1)$$

这里 θ 是摆的角位移，如果 θ 很小，则

$$\ddot{\theta}+(g/l)\theta=0 \qquad (6.2)$$

当支架受到水平加速度 $\ddot{y}$ 的影响时，运动方程变为

$$\ddot{\theta}+(g/l)\theta+(1/l)\ddot{y}=0 \qquad (6.3)$$

如果悬挂在同一个支架上的两个摆具有相同的长度并且在任意时间有角位移 θ_1 和 θ_2，给出运动方程的差

$$(\ddot{\theta}_1-\ddot{\theta}_2)+(g/l)(\theta_1-\theta_2)=0 \qquad (6.4)$$

那么，摆幅的差和假想摆的摆幅有着同样的变化方式，并且不受一阶水平加速度的影响。支架的垂直加速度 $\ddot{z}$ 不能从 g 中分解出来，其平均值 $\bar{\ddot{z}}$ 为

$$\bar{\ddot{z}}=\frac{1}{t}(\dot{z}_e-\dot{z}_1) \qquad (6.5)$$

$\dot{z}_e$ 和 $\dot{z}_1$ 是观测周期的开始和结束时支架的垂直速度，t 较长能确保平均值 $\bar{\ddot{z}}$ 可以被忽略。

图6.1是一个Vening Meinesz使用的三摆仪的示意图。系统放在常平架内以减小水平加速度。测量开始时，中间的摆保持静止并将另外两个设置为反相位摆动。外面摆的运动使居中的摆以角度 θ_3 摆动。将摆结合成对，就有了两个幅角为 $\theta_1-\theta_3$ 和 $\theta_2-\theta_3$ 的假想摆。一个短摆在垂直于另外三个摆组成的平面内振动，它为摆的提供了一个参考并且能指示三个摆所组成的平面偏离的垂直位置。

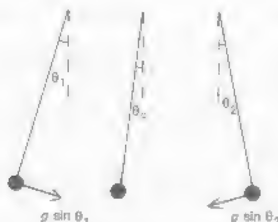


图6.1 用于海底悬摆重力测量的三摆仪。通过对幅角（$\theta_1-\theta_3$）和（$\theta_2-\theta_3$）取平均而消除作用在摆支撑点上的一阶水平加速度。

摆的摆角和一个计时信号一起用摄影的方法记录。大约30分钟的记录周期确保了由振动引起的一阶加速度的短时均等。但是，还需要考虑二次项效应，因为摆不仅响应由垂向引起的垂直加速度，而且响应仪器的垂直加速度，垂直的和与水平加速度的作用。如果干扰加速度的周期比摆的自然周期要长，那么我们观测到的就不是 g，而是其上的加速度矢和的平均值。如果 $\ddot{x}$、$\ddot{y}$ 是加速度的两个水平分量，g 和瞬间观测加速度 g_0 的关系是：

$$g - g_r = -[(\dot{x})^2 + (\dot{y})^2 - \frac{1}{2}(\dot{z})^2]/2g \qquad (6.6)$$

这就是所谓的 Browne 改正（Browne, 1937），它也重要，因为波和涌运动的周期要比摆的长，其改正值可以达到 10 mGal。实际工作中，通过用两个周期约 20s 的长周期摆连续监控摆垂面来确定 Browne 改正。

从 1923 年到二十世纪 50 年代中期，Vening Meinesz、J.Lamar Worzel、H.C.Browne 等人在潜水深度约 50m 的潜艇上用摆做了超过 8000 次的观测。这些分散的重力值来自众多的地质背景类型，从大陆架到深海海沟（Worzel, 1985）。早期的单点测量也使用观测者带到海底的潜水钟内的常规重力仪和用电缆放下的手控方盒内的常规陆地重力仪。水下仪器记录与已知重力值的沿海站的重力差。这种方法在墨西哥湾、中东和西北欧的浅水区用过，但是它限制在只能在海面平静的情况下才可以使用。用深海潜水器进行深水测量开始于二十世纪 50 年代（Worzel, 1985; Drake and Delauze, 1968）。

6.3 连续记录的重力仪

随着能测量与国际摆站网相连而绝对 g 值精确已知的码头之间的重力差的连续记录重力仪的发展，我们关于海洋地球重力场的知识得到了快速的增长。第一次连续的船载测量是 1957 年在 USS Compass Island 船上进行的（Worzel, 1965）。连续式仪器测量的是敏感元件上所受的力，该敏感元件通常是由弹簧固定的物体。这个力是物体质量与其所受加速度的向量和的乘积。重力仪可以分为三类：

1. 弹簧重力仪：它们由一个梁或者臂的由弹簧支承的物体组成。在一些传感器内，运动的物体被限制在垂直方向运动，以降低水平和垂直加速度共同作用的交叉耦合效应的影响。弹簧式重力仪可以是静态（稳定）型或是非静态（不稳定）型的。前者是高度敏感的平衡结构，当 g 发生变化时悬挂物体的弹簧偏离其平衡位置。后者的设计使得当 g 的变化产生位移时，附加的力开始起作用以增加位移。

2. 振弦式重力仪：敏感元件是一个调整到自然振动的悬挂的弦线或者纤维，振动频率与 g 相联系，重力变化从弦振动的频率中导出。

3. 力反馈仪器：悬挂在两个永久性磁铁中间的物体的位移由加速度变化引起，被一个将物体一直保持在零点的反馈系统所抵消，重力从反馈电路的电流变化中得到。

6.4 弹簧式重力仪

6.4.1 Graf-Askania 重力仪

最早的连续记录的重力仪是静态的，传感器由两个螺旋扭力弹簧固定在近似水平面内的 300mm 长度杠杆组成（图 6.2a），梁围绕着弹簧轴旋转并且用空气阻尼装置限制其垂直运动。一根螺旋上的弹簧连接着杠杆支撑点，它的位置可以用外部的校正螺旋来改变。

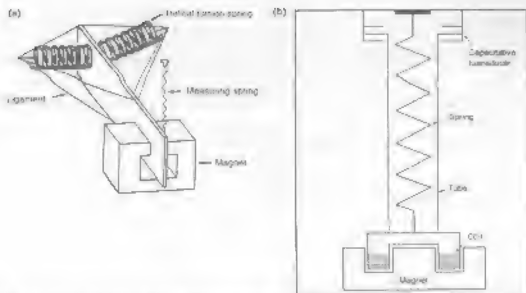


图6.2 Gulf/Askania 的Gss 3 重力仪的传感元件。摆在强的永久磁场中运动，用多根韧带来限制摆的水平运动。这种弹簧—摆的结构是后来一些船载重力仪设计的基础。(b) Bodenseewerk 的 Kss30/31（Askania Gss 3）重力仪的轴对称弹簧—重物传感器。用韧带约束限制挂在主弹簧的套管在垂直方向上运动，用其顶端的电容换能器来测量位移，并且用处在套管底端的强永久磁铁内的线圈组成的反馈回路来减小位移（据Graf，1958；Bodlinger，1978。经Elsevier Science允许后引用）。

从摆的位移中可得到与基准站之间的重力差。由于仪器可能在高达大约100000 gals的周期性垂直加速度中工作，所以阻尼非常重要。这通过把摆放在强永久性磁场中来完成，由安装在摆后面的槽内的两个充电的电容输出确定摆的位置。仪器安装在陀螺稳定平台上面，但带加速度计输出信号确定仪器整体和传感器之间的运动交互作用或交叉耦合效应。仪器安装在船的中心线上以尽可能的靠近横摇轴和纵摇轴的最大可能平面。

Bodenseewerk Kss30/31 重力仪的轴对称弹簧物体结构示意图见图6.2b。一个重30g的管子 [illegible] 同时作用引起的交叉耦合效应的影响。用摆约0.25s的管子的位移，用安装在其顶部的电容换能器来测量。由处在管子底部的强永久性磁铁的场内运动线圈的两个部组成的反馈回路使位移减至最小，重力变化由移动的线圈产生的电流得到。

6.4.2 LaCoste & Romberg 仪器

LaCoste&Romberg 仪器是广泛用于海洋重力测量的非静态仪器（LaCoste，1967），敏感元件是一个零长拉力弹簧（理论上在不位重时回到零点）连到一个有重量的梁上（图6.3a）。弹簧的伸长的总量与弹簧的两端固定点之间的距离一样。阻尼用空气阻尼器（图6.3b）或者充液装置（仪器S-1）来得到。液体阻尼的仪器没有空气阻尼仪器固有的交叉耦合效应（6.7.2 [illegible]

对一个摆的位移 u

$$m\ddot{u}+R\dot{u}+ku=0 \qquad (6.7)$$

这里 $m\ddot{u}$ 是作用在摆末端物体 m 上的加速力，R 是阻尼系数，k 是等价的弹簧常数（Wenzel 和 Harrison，1963；Dehlinger，1978）。利用阻尼使 $R\dot{u}$ 设计的比其他项大很多。如果我们考虑到作用在仪器壳上的力 $m(g+\ddot{z})$ 和当物体归零时弹簧施加在其质心的垂直力（Ay，这里 A 是常数），那么

$$m\ddot{u}+R\dot{u}+ku=m(g+\ddot{z})-Ay \qquad (6.8)$$

或者

$$\ddot{u}+2h\omega\dot{u}+\omega^2u=g+\ddot{z}-ay \qquad (6.9)$$

这里 h 是阻尼系数，ω 是摆的自振角频率并且 $a=A/m$。仪器设计使得阻尼力很大而且回复力很小。为了得到 g，对方程（6.9）在 t1 到 t2 的时间间隔 t 进行积分，

$$\int_{t_1}^{t_2}(\ddot{u}+2h\omega\dot{u}+\omega^2u)dt=\int_{t_1}^{t_2}(g+\ddot{z})dt-ay\int_{t_1}^{t_2}dt \qquad (6.10)$$

如果积分周期够长，所有的垂直加速度 z 的总和为零，方程（6.10）变为

$$\int_{t_1}^{t_2}g\,dt=\int_{t_1}^{t_2}(\ddot{u}+2h\omega\dot{u}+\omega^2u)dt+ay\int_{t_1}^{t_2}dt \qquad (6.11)$$

因此，在时间间隔 t1-t2 上的平均重力值 g 是

$$g=\frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2}(\ddot{u}+2h\omega\dot{u}+\omega^2u)dt+ay \qquad (6.12)$$

积分值通过一个光电系统测量的 u 计算得到。原始重力值用带状纸式记录仪来监控并且保存为数字格式。一般情况下，四分钟的积分间隔足以使垂直加速度消除掉。在恶劣天气下，周期可以延长到 12 分钟之长，但同时会降低分辨率。

仪器在船上安装到由陀螺仪控制的万向节式来保持稳定的平台上。那么，传感器就不受水平加速度的作用，但是平台的水平偏差会导致需要改正的误差（6.7.2 节）。一种改进后的在仪器舱内有适当放置的 LaCoste & Romberg 仪器最近用于测到超过 1000m 水深的重力场高分辨率的研究中（*Zumberge et al.*，1997）。仪器已被装在飞机上，潜艇上和直接放在海底上。深海单点测量的技术表示在图 6.4 中。仪器安放在用一根软缆与声呐仪器链相连的放在压力舱内的吊架上，声呐包括压力计、一个 CTD 仪器、一个向下扫描的声呐和一个用来定位在海底应答器网内的重力仪的声学发射和接受机。声呐盒又用同轴电缆连接到船上的控制系统、声呐显示器和数据记录器。这种弹性连接在进行测量时可使船与重力仪半隔离。一旦仪器到了海底，调平和调零的操作就由船上控制。通过 CTD 输出的海水柱密度，从压力计读数中获得仪器水深。在一次测量结束后，重力仪提高到离最近的海底面以上大约 150m 的高处并以接近 1.0m/s 的速度转移到下一处。

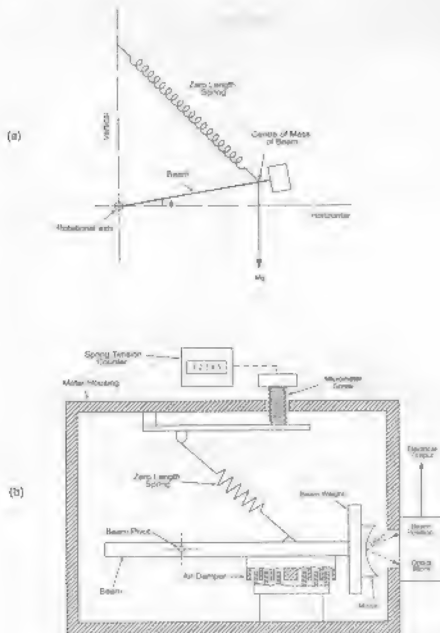


图 6.2 (a) LaCoste & Romberg 摆式重力仪的原理示意图 (LaCoste, 1967)。(b) 修改后的 [illegible] LaCoste & Romberg 海洋重力仪的悬挂系统（经 LaCoste & Romberg 有限公司允许后引用）。

6.5 振弦式重力仪

重力的变化由振动的弦的振动频率变化来确定。设弦承受重力为 mg 的张力（图 6.5a），对一个两端固定的柔软弦线来说，基本模式的频率 f 为：

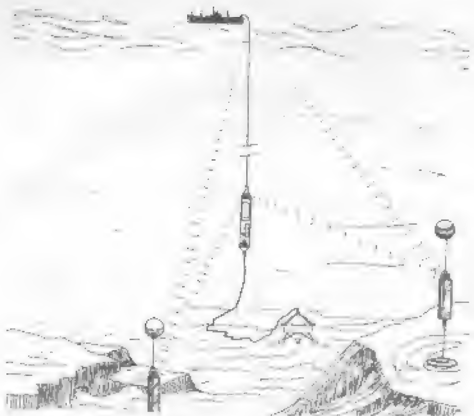


图6.1 用LaCoste & Romberg 重力仪在深海中进行海底观测。一个耐压密封的铁合金球体内的重力仪用遥控操纵机构放在海底，由声学的遥控器来控制仪器。用电缆将仪器数据以数字信号传输到海面（Hildebrand 等，1990）。经美国地球物理学会允许后引用

$$f = \frac{1}{2l}\left(\frac{T_s}{m_s}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1 + \frac{2k_s}{l}\left(\frac{\mu A_s + T_s}{T_s}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (6.13)$$

l 为弦线的长度

T_s 为弦线的张力

m_s 为物体 / 单元的长度

k_s 　　为金属丝正中面的截面的旋转半径

μ 为刚性模量

A_s 为线的截面面积

如果T是由质量引起的弦线的应力张力，那么T＝mg。因此，重力的变化可以从f的变化中得出。以一个、两个或者三个振动弦为基础的仪器曾经被美国、俄罗斯、英国和日本用来测量海上的重力。

第一个振弦式仪器包含的核心元件是一个扁平的铍铜线状物，它大约50mm长，悬挂在永久磁铁的场内，底端有一个60g的物体（Gilbert，1949）。交流电的通过使线状物以大约为1000Hz

的共振频率振动，线状物高机械Q(大约20000)确保振动是稳定的，铍铜合金的使用将方程(6.13)中的刚性项的影响减小到1%，所以可以认为它是一个常数偏差，因此在做相对重力测量时可以忽略掉，那么：

$$f=\frac{1}{2l}\left(\frac{mg}{m_l}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.14}$$

一根单弦组成了Tokyo船载重力仪的核心元件（Segawa 和 Bowing，1975），铍铜弦长25mm并有大约2000Hz的共振频率。设备装在陀螺稳定平台上，弦的频率以20s为间隔记录。

因为弦的频率与重力不是线性关系，需考虑到由于平台垂直加速度引起大的非线性改正误差，这可以通过使用两个反向作用的弦来避免（Wing，1969；图6.5b）。忽略方程（6.13）中小的刚性项，基本振动模式的频率f可表示如下：

$$f=\frac{1}{2l}\left\{\frac{T_0}{m_l}\left(1+\frac{mg}{T_0}\right)\right\}^{1/2} \tag{6.15}$$

$$f=\frac{1}{2l}\left(\frac{T_0}{m_l}\right)\left\{1+\frac{1}{2}\left(\frac{mg}{T_0}\right)-\frac{1}{8}\left(\frac{mg}{T_0}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{mg}{T_0}\right)\right\}^{1/2} \tag{6.16}$$

也可以写做

$$f=k_0+k_1g+k_2 2g^2+k_3 3g^3+\dots \tag{6.17}$$

这里k_0、k…是仪器常数。在图6.5b中，上面的物体增加上弦线的张力，同时下面物体减小下弦线的张力。因此，上下两根弦线的频率f_1和f_2可以表述为

$$f_1=k_{01}+k_{11}g+k_{21}g^2+k_{31}3^3+\dots \tag{6.18a}$$

$$f_1=k_{02}-k_{12}g+k_{22}g^2-k_{32}3^3+\dots \tag{6.18b}$$

两弦线的输出△f是频率差f_2-f_1，因此

$$\Delta f=(k_{02}-k_{01})+(k_{11}+k_{12})g+(k_{22}-k_{21})g^2+\dots \tag{6.19}$$

Δf通过两根弦线频率的外差来得到。偶次项是非线性的，并且两弦线的理想几何形状而收敛于零。频率差因此可以用来确定g，因为

$$\Delta f=(k_{11}-k_{12})g \tag{6.20}$$

弦线是大约30mm长的高Q值铍铜线，安装在陀螺稳定平台上。弦线将物体精确地约束到传感器的轴上，可以消除水平加速度。在中等海况下，重力测量精度可以优于1mGal。但是这种仪器有可能发生不规律漂移。

6.6 用于重力测量的力反馈加速度计

贝尔宇航公司生产的BGM-3重力仪的传感器内包含了一个运作用于受加速度影响的物体位移的反馈系统。它比原先介绍的摆弦与弦线型重力仪有了明显的改进，因为它不受平台的水平和垂直加速度的交叉耦合效应的影响。加速度计检测物体（见2.4节）在两个永久磁铁（图

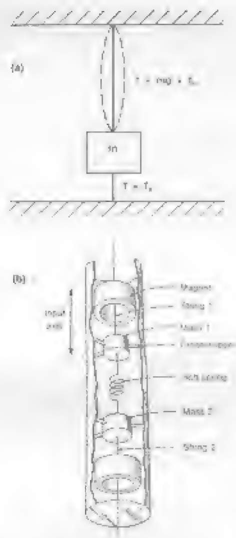


图6.5 （a）振弦式重力仪原理；（b）双振弦式重力仪的传感元件。作用在物体1上向下的力的增加使得在上部磁场内振动的弦上的张力增加，同时在下部磁场内振动的弦上的张力由于物体2上的作用力的减少。可伸弹簧防止其横向移动（Wing，1969）。经美国地球物理学会允许引用。

6.6）间垂直运动。仪器测量用绕在此物体之上的线圈内的电流。平衡时，作用在重物上的重力与线圈内向上的感应电磁力相平衡。当加速度（重力加速度引起的加速度）的变化会改变线圈的平衡，产生的线圈位移被一个在线圈内产生电流使其恢复到零位的伺服回路所感应。线圈内的电流正比于垂直加速度变化，该变化是重力与作用在船上的垂直加速度的总和。横向弹簧将传感器限制在其敏感轴方向运动。

加速度计装在一个长约 50mm 高和 30mm 直径的圆柱体内。加速度计和相关的电子线路分别放在各自的恒温箱内，并且封闭在第三个恒温箱内以保证恒温和控制物体周围的磁场稳定。传感器产生一个与垂直加速度成比例的输出电流。加速度在 0–200000 mGal 的范围内变化。在实际工作中，输出以某个参考标准表和以保证能在海上完成测到的垂直加速度值。在

力的脉冲频率的形式数字化以前，电流经过一个时间常数为1.5s的R-C滤波器以消除高频部分，脉冲频率从0到50kHz的变化代表了总垂直加速度从880000到1080000 mGal的变化。平台垂直加速度用一个加权平均滤波器去除（Bell and Watts 1986）。

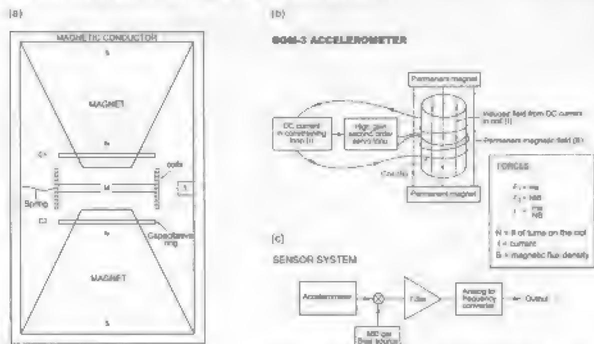


图6.6 显示力平衡重力仪：（a）物体M在两个永久磁铁之间运动，电容环通过缠绕在M上的线圈来感应其位移，一个反馈回路保持M处在平衡位置（据Bohlinger，1978；Bell 和 Watts，1986，经Elsevier Science允许后引用）；（b）和（c）经勘探地球物理学会允许后引用

6.7 重力异常的计算

6.7.1 简介

重力仪测量海上任意点和绝对重力值已知的港口基点之间的g的差值。仪器的漂移从测量开始和结束时的基点测量中得到。由于受到不同的潮汐状态下水的引力，可能要对港口重力值做一些小的潮汐改正。对大多数的现代重力仪来说，每星期的漂移仅有零点几个mGal，并且一般以停靠港口之间的线性插值来计算。为了将重力归算到大地水准面上，并计算由海底下质量变化引起的重力场扰动或异常，附加的改正是必需的。

6.7.2 对观测平台运动的改正

重力仪受到平台运动引起的加速度的影响，必须通过适当的仪器设计来计算或消除。

6.7.2.1 *Eötvös* 改正

平台的运动使仪器受到向心加速度的影响，向东运动时重力读数减小，向西运动时重力读

数增加。在普通船速（小于15节或28km/h）下，由向心加速度引起的Eotvos改正 E_r 由以下近似表达式计算：

$$E_r = 7.503S\sin H\cos\phi + 0.004154S^2 \qquad (6.21a)$$

其中，S是以节（1节=0.5m/s）为单位的船速，H是航向，ϕ 是纬度。

如果船速以每小时公里为单位，则方程变为

$$E_r = 4.040S\sin H\cos\phi + 0.001211S^2 \qquad (6.21b)$$

改正值加到观测值中。对于10节（=18.5km/h）的船速，第二项总共不到0.5 mGal，并且常常忽略掉。对于固定翼飞机的速度（~150节或者~280km/h），需要更精确的向心力项的表达式（Harlan，1968）：

$$E_r = 2\Omega S_E\cos\phi + \frac{S_E^2}{\alpha}\left[1-\frac{h}{\alpha}-\varepsilon(2-3\sin^2\phi)\right] + \frac{S_N^2}{\alpha}\left(1+\frac{h}{\alpha}-\varepsilon\sin^2\phi\right) \qquad (6.22)$$

在此，Ω 为地球的角速度

S_E 为平台的东西向速度分量

S_N 为平台的南北向速度分量

h 为飞行器对大地水准面的高度

ε 为参考椭球面的扁率

α 为地球的半长轴轴线

在地面速度超过200节（371km/h）时，Eotvos改正超过1500 mGal。

图6.7显示了不同航速、航向和纬度下的Eotvos改正值。通过对方程（6.21a）微分得到由导航定位误差所引起的Eotvos改正误差。因此，

$$d(E_r) = 7.503(\cos\phi\sin H.dS + S\cos\phi\cos H.dH - S\sin\phi\sin Hd\phi) + 0.008S.dS \qquad (6.23)$$

把典型的测量速度代入方程中就会看到重力测量中精确导航的重要性。Eotvos改正对东西方向的速度误差和南北向的航向与位值误差特别敏感。如果船以东西方向10节（18.5km/h）的速度运动，0.2节（0.37km/h）的速度改变，在纬度50°时会使Eotvos改正变化1 mGal。如果南北向航向改变1°，则Eotvos改正值会发生同样的变化。对同一纬度的200节速度的飞机测量，2节地面速度的误差会产生高达13 mGal的Eotvos改正误差，当航向有1°误差时改正误差达到17 mGal。

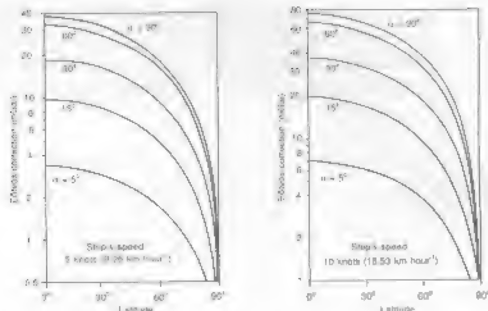


图6.7 船速为5节（9.26km/h）或10节（18.5 km/h）时，航向为5°、15°、30°、60°和90°时的Eötvös改正随纬度的变化（据Dehlinger，1978，经Elsevier Science的允许）

6.7.2.2 平台水平和垂直加速度的改正

早期式重力仪装在常平架上，仪器响应于仪器瞬时轴方向上的总加速度，或者装在陀螺仪控制的相对于水平衡的平台上，使得仪器轴在真的垂直方向。若将安装在常平架上的重力仪一直用到二十世纪70年代晚期，通过两个垂直安装的水平加速度计的输出进行对水平加速度的Brown改正。安装在陀螺稳定平台上的仪器至少在理论上不受由船的短周期波浪、长周期海浪和涌浪的响应所引起的水平加速度的影响。但是与船的正弦轨迹和海浪相关的较大水平加速度仍然存在，而且，在恶劣天气下平台可能偏离水平，从而导致仪器受水平运动的影响（Talwani，1970）。倾斜程度取决于水平运动的周期对平台周期的比值。在比值小于～0.1的情况下，可以忽略不计。倾斜加速度的改正可以由平台水平加速度的输出来确定，倾斜改正 c_m 如下

$$c_m = -\left[\overline{(\Delta\theta)}A + \frac{1}{g}(A\theta)^2\right]/2 \qquad (6.24)$$

$\overline{\Delta\theta}$ 是由平台加速度计所确定的平均倾斜角，其中第一项是水平加速度的作用，第二项是静态误差。

由风浪和涌浪所引起的垂直加速度也应该去除。在恶劣海况下，它们可以使瞬时重力值变化达到10^5 mGal。由LRS的重力仪测量的重力值经过了1～5分钟的时间长度的平均，这要比船的运动周期要长。如果重力仪是线性的，而且重力值在短时间段内不变化，可以使用简单的时间平均。但是，如果存在非线性变化从而导致仪器不在其零点附近摆动，因此，需要对重力和仪器加速度的关系进行实验室校准。一个短方案周期内的重力变化被用以校正为此分时段的船载平台垂直速度之差导出改正因子作一般考虑。

平台上的摆型仪器所测到的重力读数是现在船测重力数据的主要来源。它受到船水平和垂直加速度的交叉耦合的影响。当仪器水平运动时，如图6.8中的位置I或III，摆位移的速率就代表了实际重力读数。当仪器向上运动时，摆位移的速率大于在位置I和III时的情形，所以重力读数要大于实际重力值。当仪器向下运动时，重力值偏小。一个周期的平均重力读数不是通常的实际重力值。

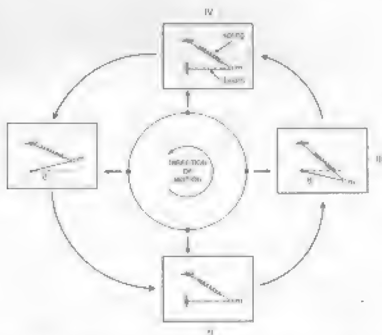


图6.8 作用在海洋重力仪摆上的垂直和水平加速度的交叉耦合效应（据Dehlinger，1978，得到Elsevier Science的允许）

如果仪器的摆与水平方向成θ角（图6.8），由作用在物体m上的重力和垂直与水平加速度所引起的力偶C可以表达如下

$$C = ml\left[(g+\ddot{z})\cos\theta + \ddot{x}\sin\theta\right] \quad (6.25)$$

这里l是摆的长度。若θ很小，则平均力偶$\overline{C}$为

$$\overline{C} = ml(g + \ddot{x}\theta) \quad (6.26)$$

交叉耦合误差则为：

$$e_{cc} \sim \ddot{x}\phi \quad (6.27)$$

摆的振动可以表达为：

$$\theta = \theta_0 + \theta_1\sin(\omega_p t + \alpha_p) \quad (6.28)$$

在此，$\theta_0=0$，α_p是相位角，ω_p是驱动摆运动的垂直加速度的角频率。在一个周期内，作用在物体m上的水平加速度为：

$$\dot{x} = \dot{x}_0 \sin(\omega_s t + \beta_p) \tag{6.29}$$

在此，ω_s 是水平加速度的角速度，β_p 是相位角。将(6.28)和(6.29)式中的 θ 和 $\dot{x}$ 代入(6.27)式中，并在运动周期T上积分，则交叉耦合误差 ϵ_{cc} 为(Robinson，1978)：

$$\epsilon_{cc} = 0.5 x_0 \theta_1 \cos(\alpha_p - \beta_p) \tag{6.30}$$

在 $\omega_s = \omega_p$ 下该式有效，否则 $\epsilon_{cc} = 0$。当摆受到周期性的水平和垂直加速度的影响时产生交叉耦合误差，且当摆的运动和水平加速度的相位差 $\alpha_p - \beta_p$ 为0或者π时达到最大值 [illegible] 几毫伽。实际测量中，可以用平台上的加速度计所测得的 $\dot{x}$ 来估算交叉耦合改正。

6.7.3 高程改正

因为仪器一般都在离海平面几米的范围内，所以将船载重力仪的读数校正到大地水准面只是一个很小的改正。对观测点和大地水准面之间的高程差h所进行的改正称为空间改正(见1.8)，值为0.3086 mGal/m [illegible]。如果仪器位于海平面以上 [illegible]。对于多数测量来说，该项可以忽略不计。如果仪器位于海平面以下，测量点和海表面之间海水的引力也要包括在内 [illegible] 改正为 [illegible]，G为万有引力常数(6.67×10⁻¹¹ m³/(kg·s²))，对密度ρ等于1.03Mg/m³的海水来说，0.0432 mGal的校正值需要加到观测值之中。

有时用一种不受海底地形影响的方式来表达重力异常是有用的。[illegible] 尺度的特征研究上(Takin和Talwani，1966)。

6.7.4 潮汐改正

由于地球、太阳和月球之间距离的周期变化，地球上任意一点的重力值也随时间变化，其中月球的引力影响为主要因素。在宽阔海洋的测量中，水面的波动要小于1m，[illegible] 因为潮汐改正(0.3 mGal)要小于测量误差(通常大于1 mGal)。[illegible]

重力同时也受到地球固体潮变形的影响，它能使地球表面变化达到0.36m，而导致0.3 mGal的重力变化，这都可以用Longman(1959)的算法计算得到。固体潮在 [illegible]

重力测量时已经予以考虑了（Hildebrande et al., 1990）。由于测量误差一般大于1 mGal，在进行海面测量时一般将其忽略。潮汐运动所引起的水体变化而导致的固体地球的变形所带来的重力变化一般小于0.02 mGal，因此也可以忽略。

6.7.5 空间异常和布格异常的计算

为了分离由于海底地形及地质构造引起的重力吸引部分，我们对大地水准面上的重力值中减去均一密度的旋转地球的理论重力值。理论重力值根据A.Clairaut的公式得出，他假设地球是一旋转椭球体，非常接近实际水准面而数学计算上便利的形体（Goedinger, 1978）。基于扁率1/297.0的1930年国际重力公式给出纬度为ϕ的重力加速度g_{IGF}为：

$$g_{IGF} = 978049(1 + 0.0052884\sin^2\phi - 0.0000059\sin^2 2\phi)\ \text{mGal} \qquad (6.31)$$

在扁率精化后采用了修正的表达式。即基于扁率为1/298.247的1967大地水准面参考系统公式（Woollard, 1979）。纬度ϕ处的重力g为：

$$g_\phi = 978031.846(1 + 0.005278895\sin^2\phi + 0.000023462\sin^4\phi)\ \text{mGal} \qquad (6.32)$$

图6.9表示了据此公式的重力值随纬度的变化。g_ϕ与g_{IGF}的差为：

$$g_\phi - g_{IGF} = -17.2 + 13.6\sin^2\phi\ \text{mGal} \qquad (6.33)$$

空间异常Δg_{FAA}为：

$$\Delta g_{FAA} = (g_{obs} + FAC) - g_\phi\ mGal \qquad (6.34)$$

g_{obs}为观测点的重力值。

船轨迹交叉点处的空间异常之差（交点误差）可以评估海上重力测量的精度。在卫星定位使用之前，定位不准确是误差的主要来源，这使得在交叉点处出现高达几十毫伽的差值（Wessel和Watts, 1998）。将航迹测线分割为直线段，为每段确定一个最佳改正常数使所有交点差极小化，可以降低交点差均方根（Prince和Forsyth, 1984）。这种技术不能改变单条测线上的相对重力异常值。

用于海面观测值的简单布格异常Δg_B为：

$$\Delta g_B = g_{obs} + (FAC + BC) - g_\phi \qquad (6.35)$$

空间异常反映了海底地形和海底以下物质的密度变化，它们不依赖于海底密度的假设，所以常被用作许多海底构造解释的依据。在局部重力场的许多研究中，由大地水准面和椭球参考面之间偏差造成的重力变化通常被忽略，因为所谓间接效应的改正在空间重力值中易于表现为常数。当它们之间的变化且波长超过500km时，就要进行这种改正。例如，西太平洋的海沟附近，在3000km的距离上，参考椭球面上的大地水准面高度变化达到60m或者更多，需要达16 mGal的改正。这可使局部空间异常值提高至80%（Chapman and Bodine, 1979）。

通常在做成果研究时计算布格重力异常，因为这样可以直接和陆地布格异常相比较。但是，

我们应该注意地形密度的横向变化，它产生的场的变化可能难以和深部密度变化所产生的场区分。而且，频繁应用于二维布格改正的近似不适用于地形变化大的区域。

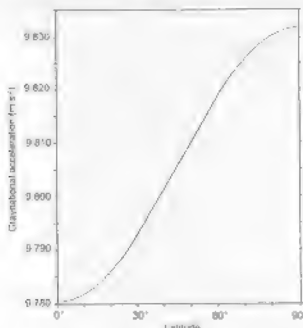


图6.9 假定地球是由等密度层组成，并近似成具有扁率为1/298.247的旋转椭球体，g随纬度的变化（据Dehlinger，1978，经Elsevier Science允许引用）。

6.7.6 均衡异常

[illegible]应地形特征正下方。

6.7.6.1 Airy-Heiskanen 补偿

G.B. Airy（1855）[illegible]，W.A. Heiskanen（1938）编制了一系列的补偿表[illegible]2.67Mg m⁻³，下部流体的密度取3.27 Mg m⁻³。图6.10a是一个简单的补偿结构。Airy-Heiskanen均衡异常$\Delta g_{A\text{-}H}$为：

$$\Delta g_{A\text{-}H} = (g_{obs} + FAC + BC + I_{A\text{-}H}) - g_{\phi} \qquad (6.36)$$

$I_{A\text{-}H}$是对补偿块体的引力校正。

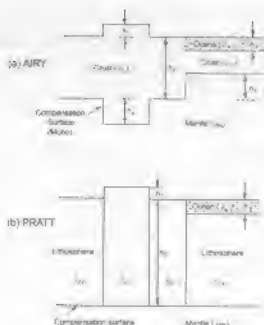


图6.10 依据 (a) Airy (1855) 和Heiskanen (1938), (b) Pratt (1855) 所提模型的均衡补偿

6.7.6.2 Pratt－Hayford 补偿

J.H. Pratt (1855) 认为均衡补偿可以由地壳密度的横向变化达到，在一个固定的补偿深度上，通常假设为113.7km的深度，压力处处相等，因为高地形区域的地壳密度要低于低地形区域(图6.10b)所示。J.F. Hayford (1909) 用一种易于计算的形式表达了这种思想。平衡时，

$$\rho_{c0}h_0 = \rho_{c1}(h_0 + h_1) = \rho_{c2}(h_0 - h_2) + \rho_w h_2 \qquad (6.37)$$

在此，ρ 为岩石密度（$\rho_{c0}, \sigma_{c1}, \rho_{c2}, \rho_w$）

h 为地形高程（h_1, h_2）

h_0 为补偿深度

一个区域被分为几块并且计算它们的总引力，便得到如下均衡异常：

$$\Delta g_{P,H} = (g_{obs} + FAC + BC + I_{P,H}) - g_\phi \qquad (6.38)$$

$I_{P,H}$ 是补偿块体引力的改正。海洋均衡异常的构图通常使用Airy－Heiskanen 方法，因为它与地壳弯曲相联的局部变化相一致。F.A. Vening Meinesz (1931) 和其他人对这一模型做了改进，考虑了岩石圈的有限强度，认为它的特性表现为漂浮在流体上的弹性板。[illegible]，因此补偿是区域的而不是局部的。这种均衡改正基于地球弹性岩石圈的假设。

6.7.7 重力异常的成图

[illegible]

对异常幅度的注意，晕渲以一种形态表征的形式给人们展示重力场和其垂直导数。晕渲则用给定方向的光照后的阴影形态来表现与场源深度相关的场随空变化情况。颜色方式使得低幅度异常的细微变化都可通过对比拉伸方式来呈现；可简单辨认的颜色变化可用于表示特定范围异常值的细微差别。

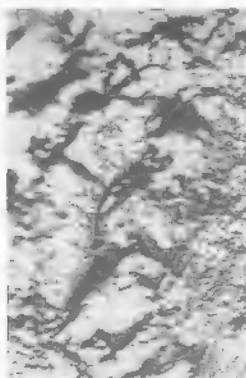


图6-11 显示的是苏格兰西北海上的重力异常晕渲图（BL. [illegible] & [illegible] 的 [illegible] 等，1997 [illegible]）。[illegible]（据英国地质调查局石油勘探研究委员会，印刷得到BGS工作的同意）。

这种显示方法有着特别突出较短波长地质体上重力和磁力异常的能力，它提供了使得它们线性特征、构造走向和区域模型的描绘。因为数据通过数字化和等值线图作图而包含了不同程度的细节，这些特点在[illegible]上可能不明显。[illegible]

图6-11是西北不列颠海外的重力晕渲图，显示了[illegible]。[illegible]

6.8 海上航空重力测量

6.8.1 概述

越来越多的海上重力测量采用航空测量，所以有必要简单地介绍一下重力场随观测点高度的变化。给定一个面上的重力场，如果两个面之间没有物质存在，我们就可以确定其上的任意

面上的重力场（向上延拓），因为在真空中重力场符合拉普拉斯方程。相应于 y 方向上无限延伸的线性体，地球外部无旋转地球的重力场 U_g 符合拉普拉斯方程：

$$\frac{\partial^2 U_g}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U_g}{\partial z^2}=0 \qquad (6.39)$$

通过分离变量得到 U_g

$$U_g(x,z)=(A\sin kx+B\cos kx)e^{kz} \qquad (6.40)$$

A 和 B 是常量，k 是波数（$2\pi/\lambda$），z 是海平面上的观测点高度。在海面（$z=0$）观测时，重力位为：

$$U_g(x,0)=A\sin kx+B\cos kx \qquad (6.41)$$

在高度为 h 处

$$U_g(x,-h)=[A\sin kx+B\mathrm{con}kx]e^{-kh} \qquad (6.42)$$

或者

$$U_g(x,-h)=U_g(x,0)e^{-kh} \qquad (6.43)$$

因此重力位随因子 e^{-kh} 递减，因为 $g=-(\partial U_g/\partial z)$，在波数为 k 时 g 分量为：

$$g(x,-h)=g(x,0)e^{-kh} \qquad (6.44)$$

在海平面以上高度 h 处，所测重力波数为 k 的重力场强度以因子 e^{-kh} 递减。因此，其高频分量随测量高度的增加而消失。对方程（6.44）所有 k 值进行积分可得到高度为 h 处的重力场。图 6.12 是一个向上延拓的例子。

二维体的重力场变化可以用相似的方式来解释。向下延拓即到观测点下的重力场推导，取决于重力值和其导数，这种处理受观测精度的严重限制，因为观测值的误差会在向下延拓中增加（Grant 和 West，1965）。

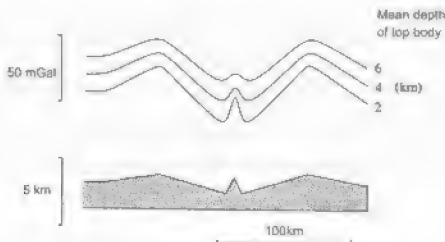


图 6.12 高于海平面 2km、4km 和 6km 的二维地质体重力异常（Jones，1987）

6.8.2 航空测量

航空重力测量会比船测受到更大的系统加速度的影响。当平台的运动速度为 350~400 km/h 时，Eötvös 改正达到 2500 mGal。但是，加速度计、GPS/DGPS 和现代测高仪的应用，使得我们有可能获得足够精度的飞机地理位置、速度、航向、高度和垂直加速度，使测量的空间异常仅有几 mGal 的误差。与船上一样，飞机的垂直加速度并不成周期性变化，且该值与所研究地点的地质情况并不一致。振幅为 600 mGal 和周期为 0.1~300s 的滤波后的垂直加速度需要用高度计确定，并且需要从测量所得的加速度中去掉。

基于 LaCoste & Romberg 重力仪的航空系统已在美国开发出来（Brozena，1984；Bell 等，1991）。每个点的地理坐标由 GPS 来确定，雷达或气压的高度、激光和压力高度计同时确定飞机高度。图 6.13 对比了在纽约附近的长岛海峡用航空和船舶进行测量的重力值。现在基于改进型海洋重力仪的航空仪器测量精度可以达到 2~5 mGal（rms），波长分辨率一般为 6~12km，随飞行高度变化。

6.9 卫星测量

地球重力场可以通过人造卫星来获得。当这些人造卫星仅仅当作参考点时，它们被认为是被动的，如果它们装载仪器来测量参数，如飞行器海面以上的高度，就认为是主动的。

6.9.1 被动卫星：地球重力场中轨道摄动

如果地球是均一的球体，卫星将在不随时间变化的椭圆轨道上运行。因为地球既不是球体又不是均匀密度体，卫星受到一个使其轨道扰动的扭矩。它的轨道平面和地球赤道平面相交的点随时间变化，这种现象称为节点退行。这提供了一种确定大地水准面形状和重力异常的方法（Khan，1983）。

若地球是均一的球体，无旋转重力位 U_g 为：

$$U_g = -\frac{GM_E}{r} \tag{6.45}$$

在此，M_E 是地球的质量，r 是径向距离，G 是万有引力常数。当地球为非均匀的球体时，需要加上扰动位 U_P：

$$U_g = -\frac{GM_E}{r} + U_P \tag{6.46}$$

因为 U_P 相对于主项相当小，所以卫星轨道仍然可以认为是椭圆形的。

地球表面以上的点 U_g 的二次导数用拉普拉斯方程表示为：

$$\nabla^2 U_g = 0 \tag{6.47}$$

在球坐标中为：

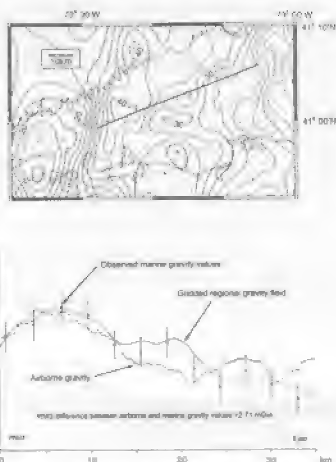


图6.13 穿越美国东北部的长岛海峡的航空重力测量。上图为根据在图中所示点上测量的陆地和海洋重力值绘制的空间重力异常等值线图上的飞机航线，下图比较了航空测量获得重力值（小点），海面观测重力值（大点）和以1.1km为网格间距的重力场（实线）。航测值的误差条在交点处给出（Bell et al., 1991），经勘探地球物理学会允许后引用。

$$\nabla^2 U_g = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial U_g}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial U_g}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 U_g}{\partial\lambda^2} = 0 \qquad (6.48)$$

在此，r 是观测点到地球质心的距离，

θ 是地心余纬度$(\pi/2-\phi)$，λ 是经度，U 可表示成 $1/r$ 的幂次和 θ 与 λ 的球谐函数。如果关于 z 旋转对称，那么 U 不随经度变化，系数简化成带谐函数或勒让德多项式表示。重力位可以表示为：

$$U_g = -\frac{GM_e}{r}\left[1-\sum_n\left(\frac{a_e}{r}\right)^n J_n P_n \sin\phi\right] \qquad (6.49)$$

在此，a_e 是赤道半径，$P_2 \cdots P_n$ 是勒让德多项式，$J_2 \cdots J_n$ 是与地球内部物质分布有关的无量纲系数。至于节点退行的球谐表达取决于卫星轨道的倾角 i，低阶系数 J 可以由不同倾角卫

星的节点退行速率确定，由于偏离轴对称所引起的卫星轨道的摄动是短周期变化的，所以不能很好地确定。但可以将重力位表示成通用的球谐展开式来研究：

$$U_p=\frac{GM}{r}\left[1-\sum_{n=2}^{\infty}\left(\frac{a_e}{r}\right)^n\sum_{m=0}^{n}P_n^m\sin\phi\left(C_n^m\cos m\lambda+S_n^m\sin m\lambda\right)\right] \qquad (6.50)$$

在此，$P_n^m\sin\phi$ 与缔合勒让德函数具有正则化后的正交性（Kaula，1983）。n阶m次的正则系数 C_n^m 和 S_n^m 可由卫星轨道中导出。大地水准面和参考椭球面之间的距离，即大地水准面高 N，由Brun的公式表为：

$$N=\frac{U_p}{\gamma} \qquad (6.51)$$

在此，γ 是椭球面上的正常重力值，因此：

$$N=\frac{GM}{a_e\gamma}\sum_{n=2}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1}\left(\delta C_n^m\cos m\lambda+\delta S_n^m\sin m\lambda\right)P_n^m\sin\phi \qquad (6.52)$$

在此，δC_n^m 为所测 C_n^m 减去参考 C_n^m，δS_n^m 为所测 S_n^m 减去参考 S_n^m。

因此重力异常 Δg 为：

$$\Delta g=\frac{GM}{a_e^2}\sum_{n=2}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2}(n-1)\left(\delta C_n^m\cos m\lambda+\delta S_n^m\sin m\lambda\right)P_n^m\sin\theta \qquad (6.53)$$

图6.14描绘了海上和陆上的大地水准面长波长的波动。大地水准面高也可通过卫星扰动的重力推算和地表重力测量的组合来计算。

6.9.2 主动卫星：雷达高度计

70年代，在SKYLAB的太空飞行器上进行了一个新颖的实验，用面向地球的微波（13.9GHz）脉冲测量其离海面的高度，用其反射时间测量高度的精度在1m左右，绝对精度为几米（Leitao和McGoogan，1974）。该实验对未来任务中雷达高度计的发展产生了显著的影响，这些雷达高度计包括GEOS-3、SEASAT、GEOSAT、ERS-1和TOPEX/POSEIDON（表6.1）。

已知卫星轨道厘米级精度的高度测量相对于轨道摄动分析和天文大地测量，能更精确地提供海洋大地水准面形状。

图6.15阐明了雷达高度计的原理，它表明了卫星相对于海面、大地水准面和参考椭球面的关系。如果卫星相对于参考椭球面的高度已知，那么大地水准面相对于参考椭球面的高度N就为：

$$N=h-\Delta h_s=H_1-H_2-\Delta h_s \qquad (6.54)$$

在此，h 为海面在参考椭球面上的高度，Δh_s 为海面和大地水准面的距离，H_1 为雷达高度计对参考椭球面上的高度，H_2 为卫星到海面的高度。

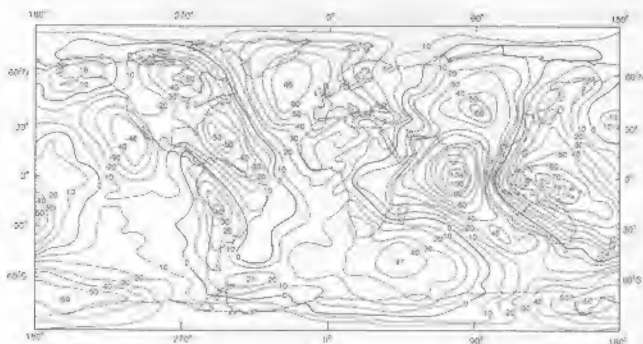


图6.11 参考1984年大地水准面参考系统修改的GEM10B重力场模型（据Lerch等，1981）的大地水准面高。等值线间隔10m。复印得到Khan, M.A.的允许。来自CRC Handbook of Geophysical Exploration at Sea（R.A. Geyer）。版权归CRC Press, Boca Raton, Florida.

表6.1 轨道参数和卫星雷达高度计的特征（据Kramer，1996）

卫星	发射信息	平均高度（km）	周期（分钟）	倾角（度）	使用寿命（近似）	传输频率（GHz）	轨道
GEO—3	4.75	843	1.1.8	11.5	3.5年	13.9	极性
SEASAT	6.78	800	100.8	108	106天	13.5	极性
GEOSAT	3.85	800	100.5	108	GM：18月 ERM：3.25年	13.5	日同步极性
ERS—1	7.91	785	98	98.5	N：3年 RM：1年	13.8	日同步极性
TOPEX/POSEIDON	8.92	133.4	120	66	3-5年	13.6	圆周性 非日同步
ERS-2	1.95	780	100	98.5	1年（最少）	13.8	日同步极性

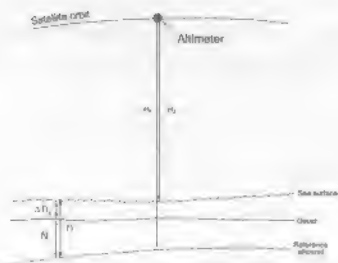


图 6.15　卫星高度计的原理示意图

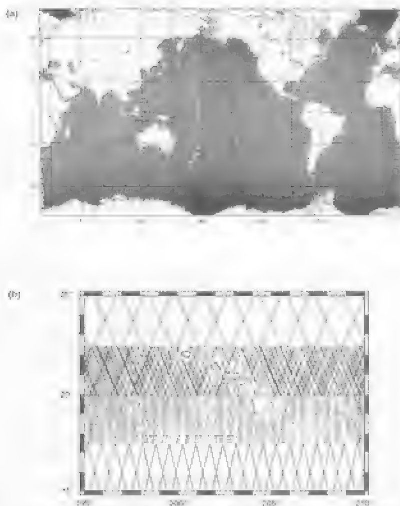


图 6.16　[illegible]（源自 NASA），[illegible] GEOSAT 和 ERS-1 [illegible] 从上到下：GEOSAT [illegible]

量任务（ERS-1大地测量阶段）和与其相邻ERS-1 35天重复轨道（据Sandwell和Smith，1997）

Δh 是所谓的海面地形，它是由潮汐、洋流、风压和水的密度变化等海洋水文气象因素引起的。Δh 通常存在着比大地水准面变化小两个以上数量级的幅值，它可以通过对其取平均而极大地缩小。

大地水准面高度的最大误差源于卫星相对于参考椭球面位置的不确定性，轨道计算需要一个地球重力场模型和地面跟踪站的精确定位。跟踪系统的噪音、大气阻力和太阳辐射压力的变化，卫星和地面站之间的电磁传播路径的偏差都需要考虑在内。大气模型可用传播路径误差修正计算，干大气、对流层水分和电离层电荷密度的典型改正值分别为2～3m，10～50cm和1～5cm。仪器的噪音和漂移、导致反射点偏离海面最高点的天线偏移和海面粗糙度变化在计算中也必须考虑在内。

SEASAT卫星给出的高度测量精度优于10cm，每个高度值都代表了卫星沿地面轨迹运动的7km的1秒内观测的平均值。GEOSAT的高程精度正常约5cm，由美国和法国联合开发的TOPEX/POSEIDON卫星精度达到2cm，绝对精度在10cm。卫星运行严格重复或大地测量任务，前者是为重复重叠轨道而设计的较近的轨迹（30～35km），后者提供了稠密的海面覆盖。精确重复任务提供了较高的沿轨道分辨率和较低的横向轨道分辨率，大地测量任务提供了密集和几乎均一的覆盖。图6.16为GEOSAT和ERS-1数据，在前者的高度计测量中，有可能检测到20km波长的异常，精度达到5 mGal（Neumann *et al.*，1993）。

大地水准面高度的不确定性可通过减小轨道交叉点处重复轨道的差异来降低。一种方法是确定上升轨道和下降轨道的大地水准面高差，得出沿特定卫星轨道相对于交叉点的最佳拟合曲线。由交叉点可通过消除最佳拟合曲线来调整，这样每个轨道的偏差和趋势可以在迭代的过程中存储和积累起来，一般需要通过三次迭代就可以使总均方根差异和最大误差稳定（Freedman和Parsons，1986）。将与轨道相关的偏差和趋势应用于最初的高度计观测值就可以产生一个卫星高度剖面。

图6.17是由高度计数据和卫星轨道提取绘制出的大地水准面剖面，在长波长的地方具有很好的一致性。当波长小于200km时，高度计记录揭示了短波长的成分，这些特征反映了海底地形的高度变化，因为海底密度较大，地形是对大地水准面有重要贡献的主要因素，两者之间的关系取决于地形波长。在短波长段，水深变化被高度计噪音和大的海洋中尺度现象所掩盖；在长波长段，它们对大地水准面的影响被均衡调整所降低。

卫星高度计数据已用来勾画海洋大地水准面非常详细的图件，可以表现具有几十公里波长的自然地理特征（Smith，1998），因此高度计可用来调查全球很难到达的区域，如南太平洋，对只依赖于稀疏的回波测深的水深数据起到极大的改进作用（Lambeck和Coleman，1982；Hayes，1987；Smith和Sandwell，1994）。图6.18a显示了那些海域测的大地水准面的起伏，这是由GEOSAT轨迹的垂线偏差绘制出来的。可通过由方程（6.62）和（6.63）反演的大地水准面导出重力异常。在小区域中Δg可通过加权的最小二乘法来获得，因此总的重力异常可以通过将Δg加到参考重力位模型的重力异常上得到。第二种方法利用大地水准面高的求解去建立比较

知参数多得多的一系列观测方程。一旦确定 δC_{nm}^{E} 和 δS_{nm}^{E}，重力异常就可从方程（6.53）中获得。图6.18b显示了从卫星高度计得到重力场的一个实例。

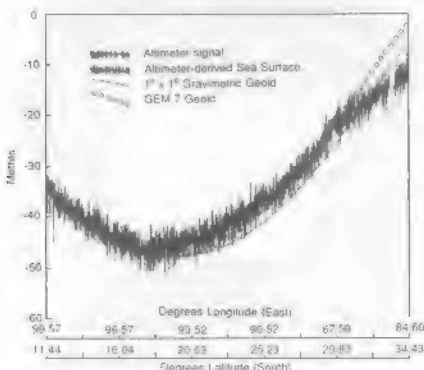


图6.17 卫星轨道跟踪用GEOS 3卫星高度计穿越东印度洋获得大地水准面的高度的对比。复印得到Khan, M.A.(1983) 的允许，来自CRC Handbook of Geophysical Exploration at Sea(Ed. T.A. Geyer)，版权归CRC Press, Boca Raton, Florida.

6.10 重力异常的分析

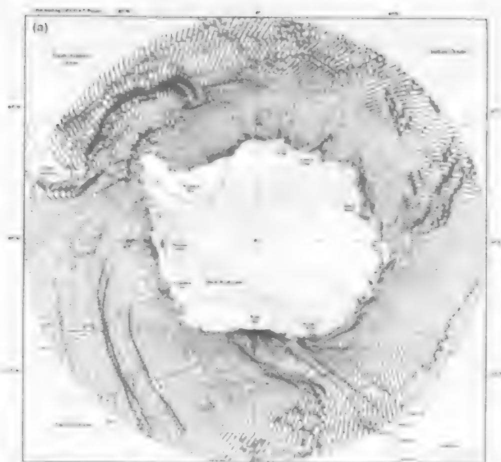
6.10.1 概述

从高斯散度定理可以看出，由地球内部物质产生的其表面外任何一点的重力位与表面覆盖一层密度为 ρ 的虚拟层产生的重力位是相同的。

$$\rho_s = -\frac{1}{4\pi G}\frac{\partial U_{g(E)}}{\partial n} \qquad (6.55)$$

其中 $\partial U_{g}/\partial n$ 是重力位在地表外法线方向上的偏导（Garland 和 Mose, 1965）。因为包含物质的表面可以是任意的，因此根据重力位确定实际的质量分布是不确定的。尽管地球下的密度分布不能唯一地确定，但是当获得额外的地球物理资料，尤其是地震、钻井信息时，可以在密度模型上加上一些严格的限制。

地震结果，地热和电磁测井（详见第十一章）获得的资料可以得到地壳以上上地幔内的



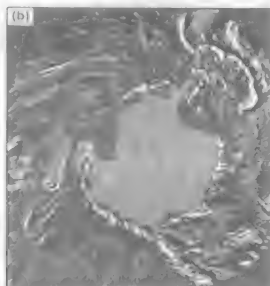


图 6.18 (a)GEOSAT [illegible]（[illegible]）[illegible] Sandwell 和 McAdoo，1988）。[illegible]（b）[illegible]（得 D. Sandwell 的允许）。

表6.2 常见沉积物和岩石的近地表密度（据Carmichael，1984，Gillard等，1995）

岩 性	密度（mg/m³）
粘土	1.6-2.6
沙	1.7-2.3
深海碳酸盐软泥	1.6-1.9
砂岩	1.6-2.8
页岩	1.8-3.2
石灰石	1.9-2.9
花岗岩	2.5-2.8
辉长岩	2.7-3.5
流纹岩	2.4-2.7
玄武岩	2.7-3.3
橄榄岩	2.8-3.4
片岩	2.4-2.9
片麻岩	2.6-3.0
闪岩	2.9-3.0
蛇纹岩	2.4-3.1

[illegible]

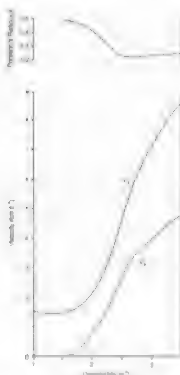


图6.19 [illegible]
线所得的泊松比变化.

[illegible]

Nettleton（1940）[illegible]

[illegible] Nafe–Drake [illegible]

6.10.2 模型

重力异常的分析方法分为两种:

（1）[illegible]

[illegible] 就引入钻孔和其他辅助数据来限制模型。

（2）[illegible] 模型参数，如密度或边界深度，用来限制密度分布的范围。

[illegible]

6.11 正 演

6.11.1 任意形状的二维地质体的重力异常

[illegible]

式的线积分计算出来。图6.20表示了一种由Talwani等人（1959）提出的广泛应用方法基础计算均匀密度的二维体的重力。

重量体是一个x-z平面上的多边形体，并在y方向无限延伸。在原点P(0,0)处的重力的垂直分量为：

$$\Delta g = 2G\rho\oint z d\theta \tag{6.56}$$

在此，$\oint z d\theta$ 是Hubbert（1948）给出的线积分：

$$\oint z d\theta = \int_A^B z d\theta + \int_B^C z d\theta + \int_C^D z d\theta + \dots \int_F^A z d\theta$$

在BC边上的点Q

$PS = \alpha_i$，　$z = (x - \alpha_i)\tan\gamma_i$　因此

$$z = \frac{\alpha_i \tan\gamma_i \tan\theta}{\tan\gamma_i - \tan\theta}$$

并且

$$\int z d\theta = \alpha_i \sin\gamma_i \cos\gamma_i \left\{ (\theta_i - \theta_{i+1}) + \tan\gamma_i \ln\left[\frac{\cos\theta_i(\tan\theta_i - \tan\gamma_i)}{\cos\theta_{i+1}(\tan\theta_{i+1} - \tan\gamma_i)} \right] \right\} \tag{6.57}$$

通过替换

$$\alpha_i = x_{i+1} - z_{i+1}\left(\frac{x_{i+1} - x_i}{z_{i+1} - z_i}\right)$$

Q点的深度为：

$$z = \frac{x_{i+1}(z_{i+1} - z_i) - z_{i+1}(x_{i+1} - x_i)}{(z_{i+1} - z_i)\cos\theta - (x_{i+1} - x_i)} \tag{6.58}$$

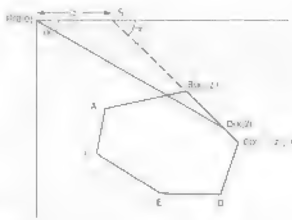


图6.20　二维多边形体的重力异常计算。[illegible]（1976）。版权归1976 John Wiley &Sons出版公司所有。

整个多边形周围的万有引力为：

$$\Delta g = 2G\rho\sum_{i=1}^{n}\left\{\frac{x_i z_{i+1} - z_i x_{i+1}}{(x_{i+1}-x_i)^2 + (z_{i+1}-z_i)^2}\right.$$
$$\left.\left[(x_{i+1}-x_i)(\theta_i - \theta_{i+1}) + (z_{i+1}-z_i)\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right)\right]\right\} \qquad (6.59)$$

$r_i = (x_i^2 + z_i^2)^{1/2}$

这样 Δg 的表达式就容易地转换为计算机代码了。如果存在密度的横向变化，地质体被分为很多多边形，可以计算每一个的引力并进行累加。图 6.23 显示了用这种方法做的一个重力模拟的例子。模型 A 是横切西非大陆边缘的一条剖面，由已知点的地震折射数据所推测的密度作出的所约束。模型 B 的异常显示了在外陆架下改变最低密度沉积物和引入高密度大陆侵入岩的效果，并对它修正使计算场和观测场匹配，虽然是非唯一的，但是这种结构将能提供被地震和其他方法验证的有价值的可用模型。

当对垂直构造走向的几十公里尺度的线性重力异常进行分析时，地球的曲率可以忽略。但是对大的构造，例如岛弧系，就需要将其引入到场的计算中。图 6.22 表示了穿过海沟俯冲带长约 700km 的长剖面的曲率影响。如果忽略曲率，在接近剖面的外部，异常值要偏出 3～4 mGal。

重力场的计算可以用通过不断改正考虑沿构造走向的有限尺度研究方法来修正。但是，更严格的方法是下一节所述的三维模型。

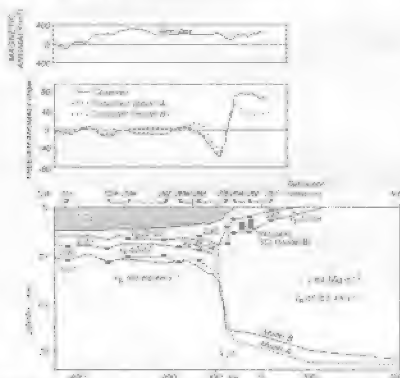


图 6.23　从地震数据和二维重力异常正演模拟中所得的非洲西部大陆边缘结构。有两个模型，模型 B 使计算和观测空间重力异常更匹配。密度以 $Mg\ m^{-3}$ 为单位，P 波速度（V_P）以 $km\ s^{-1}$ 为单位。在其顶部显示了用来限制层厚度的地震折射线的位置（据 Jones 和 Mgbatogu，1982）

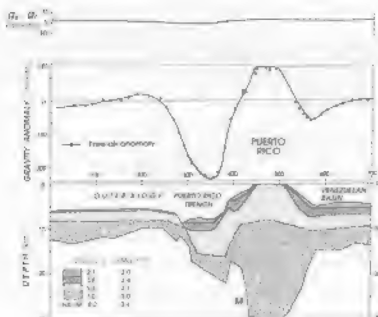


图6.22 地球曲率对波多黎各海沟空间异常计算的影响，显示了球形状地球(g_s)和平板状地球(g_f)假定计算的空间异常差异(据Takin和Talwani，1966)。经Blackwell Science允许后引用

6.11.2 三维地质体的重力异常

许多海洋重力异常，如海山和深成岩体所引起的异常，缺乏线型趋势，所以更适宜于认为是三维源体。R.L.Parker（1972）通过对包含异常体的表面自高幂次的傅里叶变换累加推导其场值。更一般的，将三维结构体分为许多小块体，再单独计算每块的引力。M.Talwani 和 M.Ewing（1960）描述了一种将地质体细分为一系列厚度为δz的水平板的技术（图6.23）。在板上面原点P(0,0,0)处：

$$\Delta g = G\rho z\int_0^{2\pi}\int_0^{r}\frac{zrdrd\theta}{(r^2+z^2)^{3/2}} \tag{6.60}$$

对r积分

$$\Delta g = G\rho\delta z\int_0^{2\pi}\left\{1-\frac{z}{\left(r^2+z^2\right)^{\frac{1}{2}}}\right\}d\theta \tag{6.61}$$

现在我们沿平板的周边积分

$$\Delta g = G\rho\delta z\left[\int d\theta-\int\frac{z}{(r^2+z^2)^{\frac{1}{2}}}\cdot d\theta\right] \tag{6.62}$$

此式就可以表述为数值积分的形式，然后在整个地质体上扩展这种积分。M.Takin 和 M.Talwani（1966）所改进的计算步骤考虑了地球曲率。

图 6.23 多边形薄板 ABCDEF

6.12 反演方法

6.12.1 概述

[illegible]以确定满足表达式的形状.

6.12.2 线性反演

[illegible]

[illegible]

$$\Delta g(x,h) = e^{kh}\Delta g(x,0) = 2\pi G\sigma_0\cos kx \qquad (6.63)$$

[illegible]

[illegible]（i=1…,n）。j 为体元（j=1…,.q），则重力异常可以表示为:

$$\Delta g_i = K_{ij} \Delta \rho_j \qquad (6.64)$$

在此，K 是核函数（Bott，1960）[illegible]当重力值的数目[illegible]数目时，就用最小二乘法解方程（6.64）而得到 $\Delta\rho$，因此：

$$\Delta \rho = K^{-1} \Delta g \qquad (6.65)$$

[illegible] Δg [illegible]（6.65）[illegible]可变的二维薄片或者具有可变密度的棱角地质体。

6.12.3 非线性反演

[illegible] $\Delta\rho$ [illegible] $\Delta\sigma$ [illegible]

$$\Delta \sigma(x, y) = \frac{1}{2\pi G} [\Delta g(x, y)] \qquad (6.66)$$

[illegible]

$$h_{2i} = h_{1i} + \left(\frac{\Delta \sigma_i}{\Delta \rho} \right) \qquad (6.67)$$

[illegible]（[illegible]和 [illegible]，[illegible]）。

[illegible]

Al Chalabi，1971）。

第七章 海洋地磁场

7.1 地磁场

海洋表面任一点上磁场的大小和方向可用一个总磁场强度矢量F来表示，它的单位为nT（1nT=10^{-9}高斯）。总磁场强度F的变化范围从赤道附近的30000nT到两极的60000nT。如果H和Z*分别是F的水平和垂直分量，那么F和H之间的夹角I被叫作磁倾角，当F向下倾斜的时候，I取正值。H和地理北极之间的夹角D叫作磁偏角，当D由真北向东偏时取正值（如图7.1）。通过海洋测量、航空磁测和卫星探测如MAGSAT，现在已可以提供一个几乎均匀覆盖全球的磁场，因此可以深入细致地研究和了解地磁场。图7.2中的地磁总强度图、地磁等偏角等值线以及地磁等倾角等值线图是根据MAGSAT卫星资料的若干分析结果而做成的。目前地磁场的两个磁极分别位于北极圈内的加拿大的78°N,103°W和南极洲东南部海岸附近的65°S,140°E。与地心偶极子所推断的偏离地球自转轴11°左右很接近，在产生的磁极子偏离地心，非常吻合地表明地磁场是偏心分布，如图7.2a所示，与地心偶极子相比，向西北太平洋21°N,147°E偏离490km的偏心偶极子与现代地磁场更逼近。

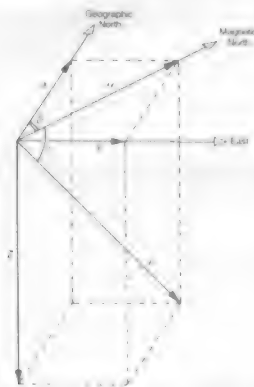
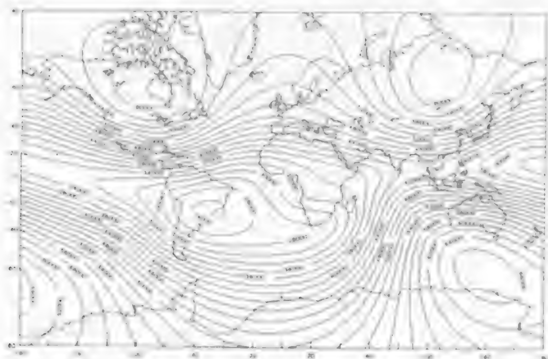


图7.1 地磁场要素（据Telford et al., 1990）[illegible]

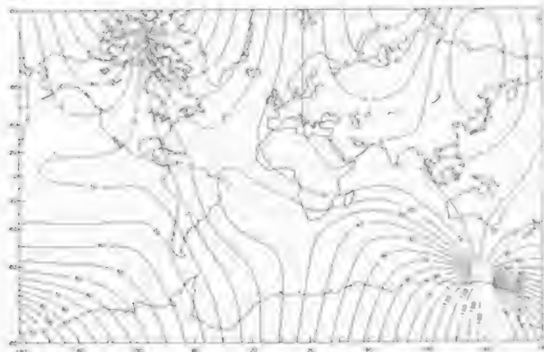
* 注：原标注为V，为与计算公式和插图标注统一，改为Z。

[illegible]

(a)



(b)



(c)

图 7.1 [illegible] MAGSAT 1980 [illegible]

在过去的 400 年中，[illegible]变化了 [illegible]，[illegible]变化了 [illegible]（[illegible]，1983）。而外部磁场的变化非常快，主要表现在以下几个方面：

1. [illegible]
2. [illegible]磁场可以变化 20nT，[illegible]
3. [illegible]约为 2nT。
4. [illegible]
5. [illegible]像串珠式波动。

[illegible]

7.2 海洋地磁测量

7.2.1 早期的观测

由于磁罗盘在航海上的重要性，最早的海洋磁场测量是得到磁偏角，它由可以自由转动的磁针和天文观测给出的真北之间的夹角得到。[illegible] Edmond Halley 在大西洋进行了大量的测量工作，并有了磁偏角图件，1702年出版了第一幅世界磁偏图。随后的两百年，磁偏角仍然是海洋磁场研究的焦点。到19世纪中期为止，地磁图不仅能够提供某个特定年代的磁偏角，而且能够显示出预期磁倾角的长期变化。

[illegible] Galilee（1905—1908）和 Carnegie（1909—1929）[illegible] 上进行测量。[illegible] 仪的发展才使得无磁性测量船变得过时。

7.2.2 磁通门磁力仪

[illegible] 通门与磁场的方向平行。

磁通门磁力仪主要被用在于测量地磁场的矢量分量。然而，它并不是一个可以作绝对测量的仪器，因为它存在着时间漂移和温度的不稳定性。[illegible] 1nT 的精度 [illegible] 10nT 以内。

磁通门磁力仪广泛用于 1957—1958 国际地球物理年期间海洋航空磁测和在北大西洋和东太平洋上早期的剖面测量。图 7.1 是 Vema 号科考船在 1958 年记录的总磁场剖面图。Cape Verde

[illegible]

[illegible] 式磁力仪所代替，后者是一种稳定的绝对磁力仪。

图 7.3 磁通门磁力仪框图（据 Forbes, 1989）

7.2.3 质子旋进式磁力仪

[illegible]

$$f = \gamma_p F / 2\pi \tag{7.1}$$

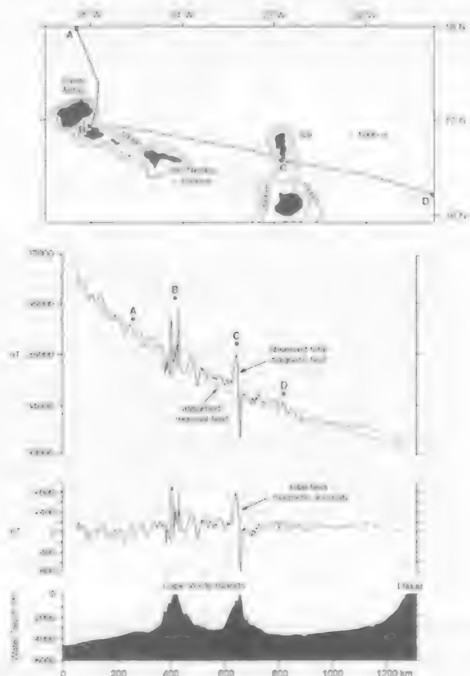
其中，γ_p [illegible]

$$F = 23.4866 \times f \tag{7.2}$$

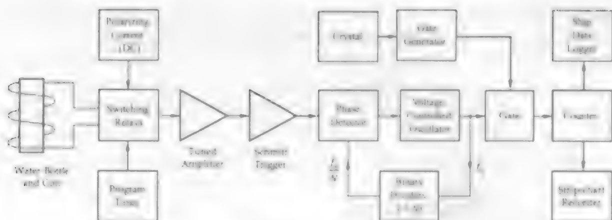
[illegible]

[illegible]

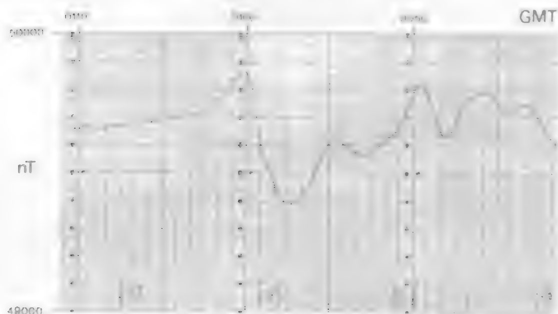
[illegible]



[illegible] (深海研究).



[illegible]



[illegible]时间的记录格式为由GMT，船速为15km/h。

[illegible]化方式记录下来，并同时显示在记录纸上（图7.6）。

[illegible]

[illegible]
[illegible]挂的铠装电缆拖曳(Sayanagi *et al.*, 1994).

7.2.4 塞曼效应磁力仪或光泵磁力仪

[illegible]

$$F = 2\pi f / \gamma \qquad (7.3)$$

[illegible]

[illegible]因此，塞曼效应磁力仪被广泛应用于航空磁测

7.2.5 悬挂式磁力传感器

[illegible]见第九章).

[illegible]

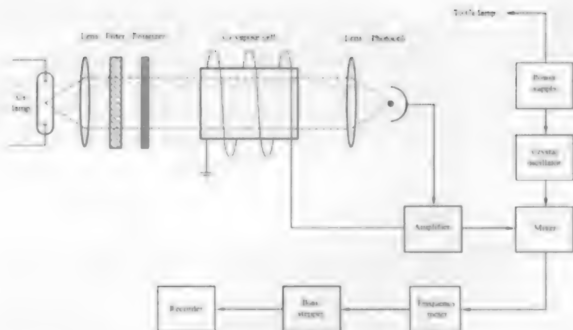


图7-7 铯蒸气磁力仪的主要部件(据 Robinson and Coruh, 1988)

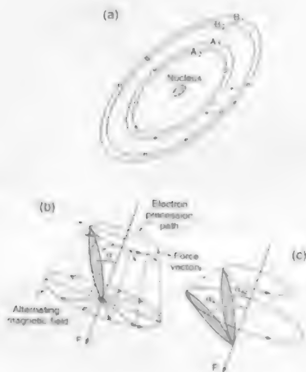


图7-8 (a)铯原子四个轨道上的电子分布状况；(b)在变化磁场中一个旋进电子上所受的力；(c)电子自旋从铯原子的小角度低能级的 A_2 轨道转动到大角度高能级的 A_1 轨道(据 Robinson and Coruh, 1988).

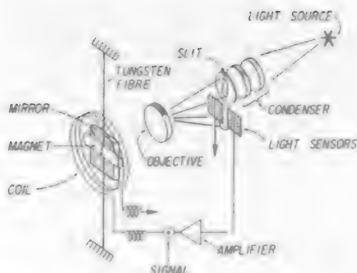


图7.9 测量垂直磁场变化的悬丝式磁力仪的主要部件示意图。磁铁长15mm，直径为1.5mm，钨丝的长度为100mm。对磁铁施加10 [illegible] 的磁场变化，[illegible] 偏转0.01弧度（据 [illegible] H.，1987）。

作用使得已有磁场垂直稳定，磁场的变化和磁力仪的轴线方向垂直。悬挂的磁铁使线圈中的电流发生变化，由电流的变化可以推算出磁场的变化。电流被存储在内部的一个数字记录仪上，其灵敏度一般为0.2nT，可以探测到几十秒钟的短暂变化。磁力仪放置在一个方位内，一般被放在海底的深1m的一个箱子上；通过声学指令可以使它们返回到海面上。用蓄电池供电的小仪器可以连续工作120多天。

7.2.6 卫星磁力仪

已经发射的卫星中使用了磁通门、质子和光泵蒸汽磁力仪来记录海洋上的磁场（表7.1）。其中比较成功的一颗卫星是MAGSAT。它于1979年十月成功发射，进入地球轨道，沿着了一条晨昏太阳同步轨道，观测不受相应于地球白天地区高导电性电离层上的外部场变化的影响。经过为期七个半月的飞行，MAGSAT得到了离地平均高度为400km几乎覆盖全球的地磁场（如图7.10）。

MAGSAT上安装有一台用于总场强量测量的铯蒸气磁力仪和一台用于矢量分量测量的磁通门磁力仪。它们安装在6m的伸展臂上，以避免飞行器磁性的影响（如图7.10a）。两个恒星照相机、一个太阳敏感器和一个带有螺纹陀螺的飞行器姿态准确度达到10-20s弧度。矢量分量可以精确到6nT，标量精确度优于2nT。磁通门式磁力仪，每秒钟可以提供16组矢量分量数据。通过比较矢量分量和标量可以检测出磁力仪的漂移错误。由于铯蒸气磁力仪中电路中的错误，其数据不能全部恢复。在空白段或数据质量较差的时段，可从矢量中得到总场强量。每秒钟采集八个标量数据。

表7.1 [illegible]（据 Langel, 1990 and Kremer, 1986）

[illegible]	[illegible]	高度 (km)	日期	[illegible]	[illegible]
Cosmos 49	50	261 488	1964.10 1964.11	质子	22
OGO-2	87	413-1510	1965.10-1967.9	铯	6
OGO-4	86	412-908	1967.7-1969.1	铯	6
OGO-6	82	397-1098	1969.6-1971.7	铯	6
MAGSAT	97	352-561	1979.10-1980.6	磁通门，铯	6，3
DE-2	极点	309-1012	1981.8-1983.2	磁通门	～100

7.3 总场磁异常

7.3.1 介绍

地磁总场主要来自于[illegible]。为了[illegible]地表[illegible]引起的地磁场的[illegible]变化，[illegible]区域场F_{reg}，[illegible]，最后得到磁异常ΔF，即：

$$\Delta F = F - F_{reg} - F_t \qquad (7.4)$$

7.3.2 区域磁场改正

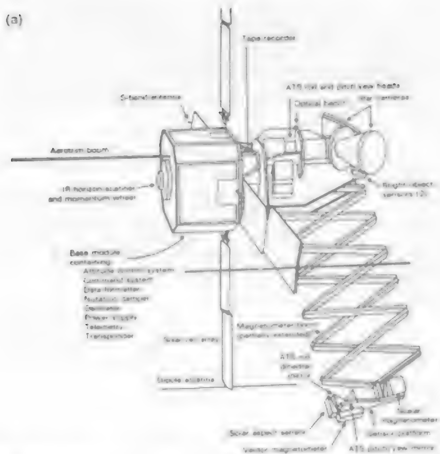
[illegible]（Ballard, 1987）。[illegible]（[illegible] et al., 1985; Langel, 1992）。地磁场磁位表示为：

$$F_r = \sum_{n}^{N} \sum_{m=0}^{n} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) p_n^m \cos\theta \qquad (7.5)$$

这里[illegible]，g_n^m和h_n^m[illegible]，n和m是整数，[illegible]，p_n^m（cosθ）是n阶m次[illegible]（Chapman and Bartels, 1940）。

[illegible]方程（7.5）中的N[illegible]1945.0[illegible]10[illegible]120个[illegible]80个系数。

为了得到磁场值，需对方程（7.5）进行[illegible]：



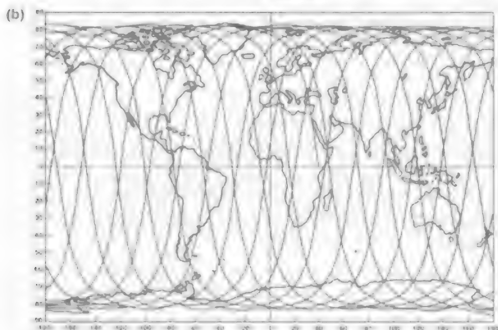


图 5.16 (a) MAGSAT 卫星飞行器（据 Langel et al., 1982）；(b) MAGSAT 在 24h 中的轨迹覆盖范围。远地点 [illegible]km，近地点 [illegible]km，倾角 97.[illegible]°（据 Langel，1985）。

$$X_r = \frac{1}{r}\frac{\partial U_m}{\partial \theta} \quad (7.6)$$

$$Y_r = -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial U_m}{\partial \lambda} \quad (7.7)$$

$$Z_r = \frac{\partial U_m}{\partial r} \quad (7.8)$$

这里 X_r、Y_r 和 Z_r 分别是总场强度在以椭球体地球为参考的笛卡尔坐标北向，东向和垂向向下的分量(Peddie，1982)。

要计算海洋上任一点的磁位和磁场各分量，需要将第一步中所确定的测量坐标系转换成球坐标系，根据国际天文联合会的规定，取 6378.160km 的赤道半径和 1/298.25 的扁率，将计算的磁场换算到地心笛卡尔坐标系。这时在纬度为 φ 处磁场的各个分量 X（北向）、Y（东向）和 Z（垂直向下）在地方笛卡儿坐标系下为：

$$X = X_r\cos\delta + Z_r\sin\delta \quad (7.9)$$

$$Y = Y_r \quad (7.10)$$

$$Z = -X_r\sin\delta + Z_r\cos\delta \quad (7.11)$$

这里 $\delta = \phi + \theta - 90°$。

总磁场强度 F 由下式求得：

$$F = (H^2 + Y^2)^{1/2} \quad (7.12)$$

水平强度（H），磁偏角（D）和磁倾角（I）为：

$$H = (X^2 + Y^2)^{1/2} \quad (7.13)$$

$$D = \tan^{-1}(Y/X) \quad (7.14)$$

$$I = \tan^{-1}(Z/H) \quad (7.15)$$

国际地磁参考场（IGRF）是针对特定年代(例如 1995.0)提供的。1995.6 进行测量所需的系数由 1995.0 系数推导出来。随着可用的磁测数据的增多，修改系数使得模型和全球数据之间更加一致。这就要求对原来旧的主磁场模型得到的异常值进行重新计算。地磁参考场（DGRF）只针对年代范围时间等部分有的数据为基础。已知 1990.0 DGRF 地磁参考场值和 1995.0 IGRF 地磁参考场值，1992.5 测量数据的异常值就由以上两套数据进行内插得到。当以后获得 1995.0 DGRF 的参考地磁场值代替时，又可以重新计算异常值。

7.3.3 地磁日变改正

海洋地磁场不仅受长期变化的影响，而且受 7.1 节中讨论的短期变化的影响。如同在高纬度和赤道电喷流之下的地区那样，高频波动的振幅超过之大，以至于使磁场中只能跟踪测量线或不得不舍弃全部数据。在大部分陆地地区，地磁日变具有 20～50nT 的幅度，而且地磁日变幅度随着纬度和当地时间发生变化(Chapman and Bartels, 1940; Riddihough, 1971)。在海上，电磁感应会减小地磁场，但是它的影响是变化的，与此海水的流动会影响地磁场的变化，因此

化程度取决于相对地磁极的水体运动速度和方向。海底和近海岸区的导电结构和海岸线形状等因素（Parkinson and Jones, 1979）。用海岸附近的陆地磁测来研究海上的日变，存在振幅变化较大和相位误差大的风险。

图 7.11 的磁场日变图给出分别来自英吉利海峡外大陆坡上一个固定浮标所测的结果和距离约 100km 的西南英国观测站所测结果。可以看出海上的日变是岸上的两倍。

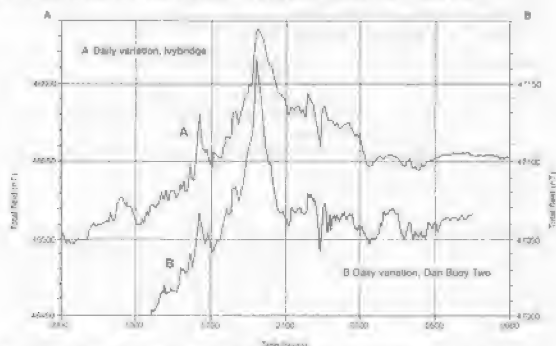


图 7.11 英吉利海峡地区磁场记录。曲线 A 表示在陆上测量的磁场变化，位于 Ivybridge, Devon（50°23′N, 3°56′W）；曲线 B 表示由锚定浮标测量的磁场变化，水深 100m，位于进入英吉利海峡的 Western Approaches（47°57′N, 7°14′W）（据 Hill and Mason, 1962）。

从峰值时间上可明显看出两者之间有一个相移。精确校正日变的方法是在固定浮标上记录地区磁场值，但是很少利用这种方法，不仅因为放置和回收仪器耗时，而且因为场的空间变化通常远远大于被测的日变。在磁场水平梯度很小的地方（见第一章），只要提供航向改正和船上的 GPS 定位或者其他电子定位系统就可以由航迹交叉点来推测日变曲线。一些海上测量通过在船后拖有两个相隔一定距离的传感器，用测总场水平梯度观测，由水平梯度而不是总场可以推断出磁源体的边界、深度和其他特征。因为日变同等程度地影响两个传感器，所以梯度测量不受日变的干扰（Marcotte et al, 1992）。

航空磁测也可以从测线的轨道交叉点计算得到，短磁场的时间变化部分（表 7.1）。在卫星轨道上，由地球外层磁化率引起的磁异常变化和由磁层或电离层造成的不可预测的场变化幅值量级一样。因此，通常采用静磁时期的数据进行分析。对于卫星数据，从外层磁场中把固体地球信号的磁异常分离出来比航磁数据困难，因此，许多研究专门针对卫星数据。几种磁场干扰的测量方法为取舍数据提供了依据。Kp 指数（Planetary Activity）用于赤道和中纬度地区测量，AE 指数（Auroral Electrojet）用于极地数据（Parkinson, 1983; Rangarajan, 1989）。对于同一地区，当磁测数据和由其它卫星测量的数据有实质性不同时就会被舍弃。

7.3.4 航向改正

船体平台对传感器测得总磁场值的影响可以表示为：

$$T = T_{geo} + C_0 + C_1\cos\theta + C_2\cos 2\theta + S_1\sin\theta + S_2\sin 2\theta \qquad (7.16)$$

这里T是观测的磁场，T_{geo}是地磁场，θ是航向，C_0，C_1，C_2，S_1和S_2是系数，它们取决于船体的磁性、局部磁场的大小和磁力仪到船尾的距离（Bullard and Mason，1961）。方程式中的$\cos$项取决于船体的对称性，当磁场对称时，该项的值很小。

准确的航向改正可由平静磁场中的几个航向测试给出，用固定的磁力仪来监测日变时就可以做到这一点，但是通常这是不可能的，所以一般的测带是在时间变化可能很小，又在每天峰值的时候进行。图7.12显示为一个航向改正曲线，它是对方程（7.16）磁场值进行最小二乘法拟合得到，这是在几内亚湾中磁力传感器以约三倍船长拖曳在长69 m的RRS Charles Darwin船后。曲线周围的散点是由于日变和航向误差的影响所致。航向改正一般高达20nT，在低幅磁异常区，航向改正值能够超过几千米距离。

7.3.5 磁异常化极

由于地磁场随纬度的变化使得磁性体异常面貌也随纬度发生变化。图7.13所示为海底一条线性条块，它们的磁化在相反的方向上变化，低纬度地区的异常都会产生偏离磁源体，偏斜度或者不对称取决于岩石的磁化方向和地磁场矢量。
偏斜度可以由相位的来表示：$\theta = I' + J' - 180°$，这里I'，J'分别代表地磁场的磁倾角和正交于异常走向的垂直平面上岩石的剩余磁化方向。

通常可以明确的磁异常形式就是磁极处产生的磁异常，在磁极处，一个对称的磁性体可以产生一个对称的磁异常，V. Baranov（1957）将这样的一个转换为"化极"。对于同一物体其磁异常和重力异常可以互相转换。化极是对空间域或频率域的位场的线性转换，因此可以认为是个滤波操作（Gunn，1975）。对于在单一个沿着地方磁场方向磁化的磁性体，在频率域中可以用下面一个算子来表示化极：

$$F(K_x, K_y) = \left(\frac{|K|}{i\cos I\cdot\cos D\cdot k_x + i\cos I\cdot\sin D\cdot k_y + \sin I\cdot|k|}\right) \qquad (7.17)$$

这里k_x和k_y分别是沿着x和y方向上的波数，X轴指向磁北方向；$i=\sqrt{-1}$，I和D分别是相对于x方向的地磁场倾角和磁化方向的方位角。$|K| = (k_x^2+k_y^2)^{1/2}$，在磁赤道附近这个算子是不稳定的，因为异常和噪音都被放大了，在化极的异常图上会产生假象，采用阻尼因子可以限制场的放大（Mendonca and Silva，1993）。

图7.14b显示为北偏东45°的二维体磁异常剖面图，它们有的沿着当前磁场方向磁化（黑色），有的沿相反方向磁化（白色），磁偏角为0°，磁倾角为45°，每块岩体的表面和底面分别在观测水平面以下3.5km和5.0km的深度。当异常化极后（如图7.14c），可以看到原来非对称的剖面转换成了有峰值、低谷和倾斜度的对称剖面，它反映了正常和反转磁性体的位置。

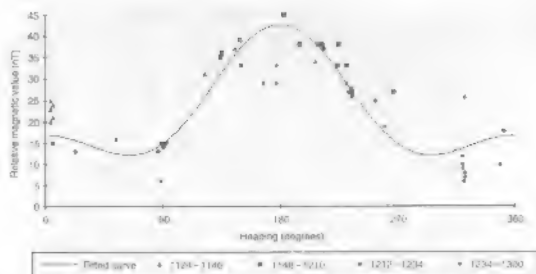


图 7.12 在北海英吉利海峡中位于 51.16°N, 0.12°W 的由 RRS Charles Darwin 船拖曳的磁力仪相对磁场值随航向的变化。磁力仪被拖曳在长约 40m 船后 250m 处。根据记录的白天时间标定数据点，曲线是根据方程(7.10)对数据进行最小二乘拟合的结果，航向改正振幅约 30nT，超过了在昼夜磁场扰动的情况下磁场空间变化的范围(据 Buchanan *et al.*, 1996)，经 Blackwell science 允许后引用。

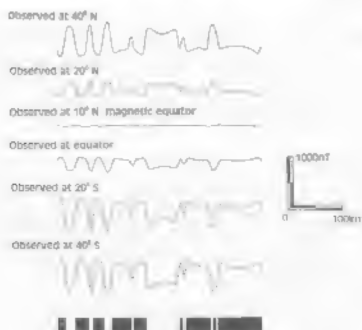


图 7.13 海底二度体磁异常形状的纬度效应。图底部块体的走向为 N-S 向，它已经被 10°S, 88°E 上的一个偶极磁场磁化，黑色代表正向磁化，白色代表反向磁化。把同一个块体移到不同的纬度用 IGRF 和 88°E 计算的剖面。异常的形状与磁化方向和块体所在的纬度有关，当把磁化块体移到磁赤道北部，正向磁化体会产生负异常(据 McKenzie and Sclater, 1971)，经 Blackwell science 允许后引用。

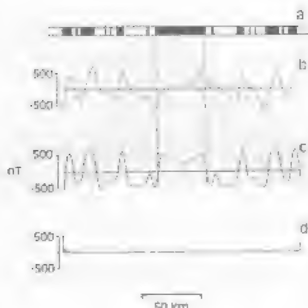


图7.14 线性岩块(a)的总场磁异常(b)的化极(c)，其中I=45°，D=0°；(d)转换误差由伪走向为45°（据Blakely and Cox,1972）经美国地球物理联合会允许后引用

7.3.6 海洋磁异常成图

总场磁异常可以绘制成剖面图、等值线图、等距图和带有颜色的立体图。首先通过滤波可以滤掉磁场中的长波长部分，从而分离出短波长异常。相反地，由深部磁性基底引起的长波长部分可用向上延拓或其它滤波方法勾绘。沉积盆地和火成侵入岩的边界经常可以用磁场的一阶或二阶导数表示出来，它们强调了磁场梯度随磁性基底深度变化的情况（Telford et al., 1990; Cowan and Cowan, 1993）。

图7.15a是一幅等值线图的一部分，它描述了表征大部分海洋的显著线性磁异常模式。这些异常典型地分布在100－300nT之间，从磁条带的错断很容易识别出长的断层。图7.15b中的航空磁测等值线图覆盖了英国西北部苏格兰大陆架和Hebrides岛，高幅值（±1500nT）短波长异常（3km）和浅的磁性基底相联系，它们主要由前寒武纪变质岩和第三纪火成侵入岩组成。在图的中间部分为厚的弱磁性沉积覆盖的盆地，其磁场变化小，梯度小于5nT/km。图中的平静磁区被一个显著的位于基性岩脉之上的线性基岩异常所断开。图7.16b是同一地区的磁场图像立体图，它强调了浅基底地区和中央沉积盆地之间在构造特征上的差别，同时也显示了盆地基底上磁场异常模式的线性特征，这一点在相应的等值线图中不是很明显。

7.4 岩石和沉积物的磁性

地球外部磁性变化很大，可以通过多种方式测得。当把岩石和沉积物放在一个磁场中时，通过感应，它们将被磁化，结果该物质中的磁极子沿着外磁场的方向排列。除非外部磁场大于

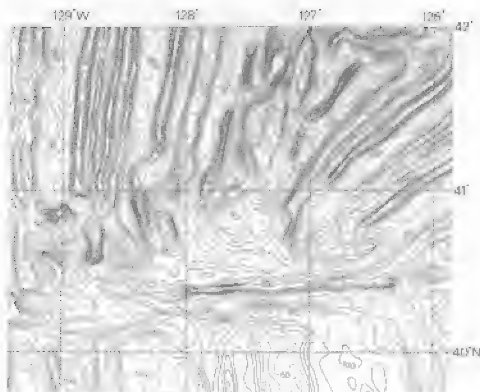


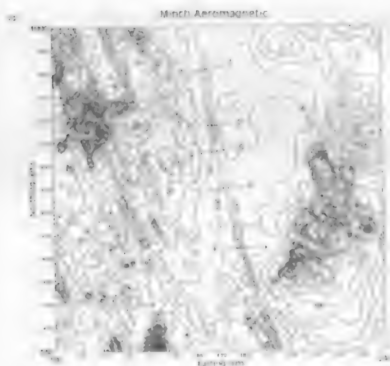
图7.[illegible] [illegible]（据 Mason and Raff, 1961; Raff 和 Mason, 1961）；经美国地质学会允许后引用。

[illegible]外磁场，否则，当外部磁场撤销时，感应磁化就消失了。[illegible]磁场强度 M_i 正比于外磁场强度 F：

$$M_i = \chi F \quad (7.18)$$

在关系式中 χ 称为磁化率，可以表示为单位体积的（[illegible]）或单位质量的（[illegible]）磁化率。[illegible]

在一些铁磁性物质中，[illegible]在较宽区域或晶体结构中[illegible]。在一种基本的磁畴模式，磁畴趋向于同一方向排列。这种现象发生在称为铁磁性物质的铁、镍、钴元素上。当把它们放在外磁场中，它们能产生非常强的磁化，磁化率为很大的正值（如表7.3所示）。当温度升高，超过居里温度时，原子间的距离增大，长距排序作用减小，导致物质铁磁性消失（如表7.3）。



(b)



图 [illegible] 苏格兰[illegible] 300m [illegible] Lee and C.A. Gree 提供).

表7.2 矿物质和岩石的磁化率（据Telford et al., 1990）

类型	磁化率×10³（SI）	
	范围	平均值
矿物质		
石英		-0.01
岩盐		-0.01
方解石	-0.001—0.01	[illegible]
粘土矿物		[illegible]
黄铁矿	0.05-5	[illegible]
黄铁矿	0.5-35	[illegible]
磁黄铁矿	1-6000	[illegible]
钛铁矿	300-3500	[illegible]
磁铁矿	1200-19200	[illegible]
沉积岩		
石灰岩	0-3	[illegible]
白云岩	0-0.9	[illegible]
砂岩	0-20	[illegible]
页岩	0.01-15	[illegible]
火成岩		
花岗岩	0-50	[illegible]
流纹岩	0.2-35	
闪长岩	0.6-120	[illegible]
安山岩		[illegible]
辉长岩	1-90	[illegible]
辉绿岩	1-35	17
玄武岩	0.2-175	70
橄榄岩	90-200	[illegible]
变质岩		
片麻岩	0.1-25	
片岩	0.3-3	1.4
闪岩		0.7
板岩	0-35	[illegible]
蛇纹岩	3-17	

表 7.3 元素和矿物的居里-奈尔温度（Carmichael, 1989）

物质	磁性	温度（℃）
铁(Fe)	铁磁性	770
镍(Ni)	铁磁性	358
钴(Co)	铁磁性	1120
磁赤铁矿（γ-Fe_2O_3）	亚铁磁性	675~750*
钛铁矿（$FeTiO_3$）	反铁磁性	-205
铬铁矿($FeCr_2O_4$)	亚铁磁性	-185
磁铁矿(Fe_3O_4)	亚铁磁性	575
ulvöspinel(Fe_2TiO_4)	反铁磁性	-153
赤铁矿（α-Fe_2O_3）	旋转（反）亚铁磁性或亚铁磁性	675
磁黄铁矿(FeS_{1+x})	亚铁磁性	320

* 取决于结构态.

[illegible]

[illegible] 磁性（粘滞剩余磁化强度 VRM）.

[illegible]

钛磁铁矿是大多数岩石的磁性载体，属于晶铁矿组的矿物，一般在热液活动的环境中形成。钛磁铁矿由端员矿物磁铁矿（Fe_3O_4）或 ulvöspinel （Fe_2TiO_4）固溶体或共生而形成，居里温度随 x 增加而基本以线性方式降低，从 578℃（x=0，磁铁矿）降低到 -153℃（x=1，ulvöspinel）。因此岩石或沉积物中的自然永久磁性载体位于磁铁矿端系列的末端。普通岩石的磁化率与钛磁铁矿含量基本成正比，而且随着磁性颗粒的减小磁化率降低。如果钛磁铁矿温度低于 300℃ 被氧化会生成缺阳离子的钛磁赤铁矿，这种过程经常发生在深海玄武岩中。这些岩石中的（Smith and Banerjee，1986）磁赤铁矿是由低温（<300℃）磁铁矿氧化形成的，磁铁矿的氧化使其永久磁性显著降低（表 7.4）。

表 7.4 中太平洋海岭玄武岩的平均居里温度（据 Petersen and Bleil，1982）

玄武岩年龄（Ma）	平均居里温度（℃）	样品个数
0.1-0.5	159±9	65
3.5	274±112	359
7.0	234±42	131
8.9	300±51	18
9.5	297±55	68
12	340	1
16.5	306±40	43
57	417±13	4
105	408±70	4
108	353±34	44
108	281±42	31
115	362±32	11
131	428±49	6

钛赤铁矿系列（$xFeTiO_3 \cdot (1-x)Fe_2O_3$）由两种可变比例的端员矿物组成，钛铁矿（$FeTiO_3$）和赤铁矿（$\alpha$-$Fe_2O_3$）。这个系列中，磁性有显著变化。弱磁性的赤铁矿是一些富含赤铁矿（红土）的红色沉积物的主要成分；反铁磁性赤铁矿是沉积岩中 NRM 的重要载体。钛赤铁矿在酸性火成岩和变质岩中比在基性火山岩中更丰富。

普通岩石和沉积物的磁化率列在表 7.2 中。磁铁矿含量高的岩石，例如玄武岩、辉长岩和橄榄岩，k 值很大。酸性或中性火成岩和变质岩的磁性通常较低。磁化率使用 SI 单位表示。一些沉积物的磁化率很低，为了计算海洋磁异常，通常认为它们是无磁性的。

很多岩石获得剩余磁化强度 M_r，它和感应磁化强度 M_i 一起构成总磁化强度 M 之一。总磁化强度 M 的大小决定了异常的大小，M 的方向决定了异常形状。M_r 与 M_i 之比称为 Koenigsberger 比值，它主要与磁性颗粒的大小有一定的关系。从洋脊喷发出来的玄武岩的 Q 值较高，这些钛磁铁矿的磁性颗粒小而处于单畴状态。海洋玄武岩的 Q 值一般大于 5，因此在分析海洋磁异常时通常只考虑剩余磁化强度。

7.5 磁异常的分析

由磁异常确定海底以下区域的磁性分布会遇到我们在研究重力场已经遇到的相同的非唯一性问题。根据高斯定理（见5.10节），如果仅仅已知边界上的磁场，那么在边界内部就会有无数种异常体分布方式产生同样的已知磁场（Langel，1987）。而且，海洋磁测数据量是有限的，每一个观测值都存在相应的误差；如果有一种可以描述磁场分布的模型，那么就一定存在其他可以同样精确描述该磁场的模型。但许多模型是可以舍弃的，因为有些在地质上是不现实的，得到的磁化强度值在合理的范围以外，或者是因为有钻井、地震和其他数据的位置或形状的限制。例如，沉积岩和下伏基性火山岩相比，磁性如此微弱，它们对于总场的贡献，就可以忽略不计。来自地震探测的沉积层可给磁性基底的上界面提供边界条件；热流测量能够得到居里点等温面的深度，这样提供了磁性体下界深度的限制。在一些地区，钻井资料可能会给场源体的上界面提供一个限制深度，同样能指示它的磁化强度和磁化方向。尽管如此，一个场源体的几何形状和磁化强度仍难以限制，存在以下三个方面的原因：

（1）磁化强度来源：场源可能既有感应磁化强度又有剩余磁化强度。在深海中，磁异常虽然主要来源于火山基底的剩余磁性，但是沿大陆边缘或那些受蚀变和其他热液活动影响的地区，感应磁化强度和剩余磁化强度的贡献大小就不那么确定了。

（2）磁化强度方向：一个磁性体上面的磁场不但受到磁性体深度的影响还受到它的磁化强度方向和大小的影响。如果磁性体的磁化方向不同，那么同样形状和深度的两个磁性体就会产生不同的异常模式。

（3）磁化强度变化：一个场源体内部，磁化强度可能变化很大。场源中某些部分沿着现代地磁场方向磁化（正常场），其他部分可能具有相反方向的剩余磁化强度（反转磁化强度）。基岩的磁化强度可能至少有一个量级的差异，这是热液活动、低温蚀变和岩性变化的结果。

虽然解释磁场变化是非常困难的，但在当初进行的海上磁测，已经意外地提供了有关海洋结构和历史的关键证据。现在我们将研究用于分析海洋磁异常的方法。就像用于研究重力场的方法一样（第六章），研究磁异常可以分为正演模拟（间接法）和反演（直接法）两种方法。

7.6 由正演模拟给出磁化强度分布

7.6.1 简介

尽管越来越多的磁测工作利用了三分量磁通门磁力仪（Korenaga，1995），有关海底以下物质磁性分布的认识大部分来自总场测量。如果F是未受干扰的总场强度，ΔX、ΔY、ΔZ分别是由磁异常体引起的x、y、z方向上的磁场分量，那么总场异常就可以表示为：

$$\Delta F = \left[(F_x+\Delta X)^2 + (F_y+\Delta Y)^2 + (F_z+\Delta Z)^2\right]^{1/2} - F \qquad (7.19)$$

这里Fx、Fy、Fz是F分别在x、y、z方向的分量（图7.17）。由于异常场通常比F小得多（<15%），总场的方向虽然包括了感应异常场，但仍可以看作是和未受干扰磁场的方向一致。ΔF是ΔX、ΔY、ΔZ在F方向上的投影总和，因此得到：

$$\Delta F = \Delta X\cos D\cos I + \Delta Y\sin D\cos I + \Delta Z\sin I \qquad (7.20)$$

这里D和I分别是地磁场的磁偏角和磁倾角。当场源体全部是感应磁化时，在其内部产生的磁场叠加在[illegible]，[illegible]，可以忽略不计。

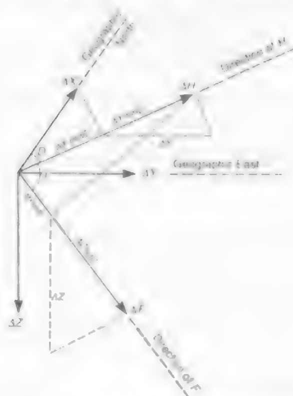


图7.17 由磁场分量ΔX、ΔY、ΔZ计算磁异常ΔF。图中标出了总磁场F的方向（据[illegible]，1965）。经勘探地球物理学会允许后引用。

7.6.2 几何上简单的磁性体

假设磁异常是由简单几何形状的均匀磁化源体产生，例如一个球体或者一个水平板，那么异常可以由基本的数学方程计算出来（Grant and West，1965；Telford et al.，1990）。[illegible]，由于[illegible]的磁异常[illegible]。[illegible]。假设磁场垂直于一个横截面为[illegible]的线性块体如图7.18，如果M和M分别是垂直于块体走向的垂直平面的水平和垂直磁化强度，M是一个单位磁场中产生的磁化强度，那么：

$$M_h = M_i F\sin\alpha\cos\phi \qquad (7.21)$$

$$M_v = 2M_i F\sin\phi \qquad (7.22)$$

这里F是总磁场值，φ是纬度，α是块体轴的偏角（[illegible]，1987）。对于[illegible]，我们看到块体截面磁场没有发生任何变化。在简单坐标系中，某一点x处的垂直磁场为：

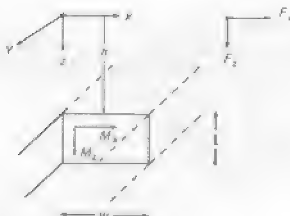


图 7.18 横截面为矩形柱体，宽为 w 厚为 t 的线性磁性体，块体长轴的走向平行于 y 轴(据 Harrison, C.G.A., in Geomagnetism(Ed. J.A. Jacobs), 1987)。

$$F_z=\frac{\mu_0}{4\pi}\Big\{2M_z\Big[\tan^{-1}\frac{x}{h}-\tan^{-1}\frac{x-w}{h}-\tan^{-1}\frac{x}{h+t}+\tan^{-1}\frac{x-w}{h+t}\Big]+M_x\ln\Big[\frac{[x^2+(h+t)^2][(x-w)^2+h^2]}{[x^2+h^2][(x-w)^2+(h+t)^2]}\Big]\Big\}\tag{7.23}$$

这里 μ_0 是真空中的磁导率，w 是块体的宽度，t 是块体的厚度，h 是块体顶面的深度。水平磁场为：

$$F_x=\frac{\mu_0}{4\pi}\Big\{M_z\ln\Big[\frac{[x^2+(h+t)^2][(x-w)^2+h^2]}{[x^2+h^2][(x-w)^2+(h+t)^2]}\Big]-2M_x\Big[\tan^{-1}\frac{x}{h}-\tan^{-1}\frac{x-w}{h}-\tan^{-1}\frac{x}{h+t}+\tan^{-1}\frac{x-w}{h+t}\Big]\Big\}\tag{7.24}$$

最后两个方程可以写成：

$$F_z=S_1M_z+S_2M_x\tag{7.25}$$

$$F_x=S_2M_z-S_1M_x\tag{7.26}$$

因为异常场很小，所以总场异常为：

$$\Delta F=\cos I\sin(D-\alpha)(S_2M_z-S_1M_x)+\sin I(S_1M_z+S_2M_x)\tag{7.27}$$

这里 D 和 I 分别是轴向偶极子磁场的磁偏角和磁倾角。

磁化强度呈正弦变化的简单情况，通过分析可以得到磁场值。考虑具有正弦曲线变化的垂直磁化强度，波长为 λ，幅度为 M 的沿 x 轴方向平行延伸的水平层。假设该磁化层厚度为 t，上界面深度为 h，那么，在点 (x, 0, 0) 处的垂直磁场为：

$$F_z=\frac{\mu_0}{2}M_z(e^{-kh}-e^{-k(h+t)})\sin(kx')\tag{7.28}$$

这里 k 是波数 (2π/λ)。磁场的变化幅度为磁化强度的幅度乘以 $\mu_0/2$，该式子包含了两个指数项，把它们放在一起就构成了所谓的地球滤波器 (Schouten and McCamy, 1972)。当 k=0 时其值为零，当 k 很大时其值趋近于零。如果磁化强度由不同波数的项给出，那么通过迭加方程 (7.28) 就可以得到磁场值。

当异常的长宽之比接近于1:1时，通过比较磁场等值线图和由有限矩形体得出的等值线图就可以得到场源体的走向和上顶面的深度（Vacquier et al., 1951）。然而，在大量实际应用中很少用这种简单形体的分析方法，因为已经有了可以快速计算任意导磁磁性体的复杂式计算机软件。

7.6.3 任意形状二度体的总场异常

深海的大部分和大陆边缘的许多磁异常是线性的，其长宽比通常超过5:1。因此，场源体可以被近似为在异常方向上无限延伸的二度多边形体。计算此类场源磁异常最通用的方法是由M. Talwani and J.R. Heirtzler（1964）所设计的算法。为了计算图7.19坐标系中沿y轴无限延伸的多边形在点（0，0）处产生的总异常，首先考虑一个体单元ΔXΔYΔZ，为一个横截面为ABCD无限长的磁棒。在点（0，0）处，磁位为：

$$U_m = \left[\frac{M_x \cdot x + M_y \cdot y + M_z \cdot z}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}\right]\Delta x \Delta y \Delta z \qquad (7.29)$$

这里M_x、M_y和M_z是在x、y和z方向上符号的磁化强度分量

体的磁位可以表示为：

$$U_m = \Delta x \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M_x \cdot x + M_y \cdot y + M_z \cdot z}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} \cdot dy \qquad (7.30)$$

$$= 2\Delta x \Delta z \frac{M_x \cdot x + M_z \cdot z}{x^2+z^2} \qquad (7.31)$$

垂向磁场强度ΔZ为：

$$\Delta Z = -\frac{\partial U_m}{\partial z} = 2\Delta x \Delta z \frac{2xzM_x - M_z(x^2-z^2)}{(x^2+z^2)^2} \qquad (7.32)$$

X方向上水平磁场强度ΔX为：

$$\Delta X = -\frac{\partial U_m}{\partial x} = 2\Delta x \Delta z \frac{(x^2-z^2)M_x + 2xzM_z}{(x^2+z^2)^2} \qquad (7.33)$$

在图7.19中，对方程（7.32）和（7.33）沿x轴进行积分可以得到半无限薄板的ΔZ和ΔX，x由x变化到无穷大。

$$\Delta Z = 2\Delta z \frac{M_x \cdot z - M_z \cdot x}{x^2+z^2} \qquad (7.34)$$

$$\Delta X = 2\Delta z \frac{M_x \cdot x + M_z \cdot z}{x^2+z^2} \qquad (7.35)$$

为了计算棱柱体KLBN的影响，要对方程（7.34）（7.35）沿着KN在深度z_1和z_2之间对z进行积分。

$$\Delta Z = 2\int_{z_1}^{z_2} \frac{M_x \cdot z - M_z \cdot x}{x^2+z^2} \cdot dx \qquad (7.36)$$

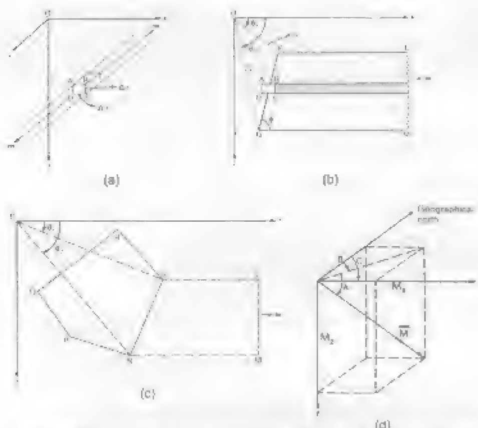


图 7.19 无限延伸的二维体多边形磁场异常的计算。无限岩脉(a)和薄板(b)的几何形状。(c)中所示为文中讨论的多边形几何形状。磁化强度各个分量之间的关系在(d)中标出(据Talwani and Heirtzler, 1964)。

对于SN上的任何一点，

$x=(x_1+z_1\cos\phi)-z\cot\phi$

$$\Delta Z=2\sin\phi\left[M_x\left[(\theta_2-\theta_1)\cos\phi+\sin\phi\log\frac{r_1}{r_2}\right]-M_z\left[(\theta_2-\theta_1)\sin\phi-\cos\phi\log\frac{r_1}{r_2}\right]\right] \quad (7.37)$$

也可以写成：

$$\Delta Z=2(M_x\cdot Q-M_z\cdot P) \quad (7.38)$$

这里：

$$P=\frac{z_{21}^{2}}{z_{21}^{2}+x_{12}^{2}}(\theta_1-\theta_2)+\frac{z_{21}x_{12}}{z_{21}^{2}+x_{12}^{2}}\log\frac{r_2}{r_1}$$

$$Q=\frac{z_{21}x_{12}}{x_{21}^{2}+x_{12}^{2}}(\theta_1-\theta_2)+\frac{z_{21}^{2}}{x_{21}^{2}+x_{12}^{2}}\log\frac{r_2}{r_1}$$

在此使用了变量符号：

$x_{12}=x_1-x_2$

$z_{21}=z_2-z_1$

$r_1=(x_1^2+z_1^2)^{1/2}$

$r_2=(x_2^2+z_2^2)^{1/2}$

相似地，柱体水平磁场X为：

$$\Delta X = 2(M_x \cdot P + M_z \cdot Q) \tag{7.39}$$

方程（7.38）、（7.39）中的P和Q从图7.19c中的坐标系很容易计算出来。M、M_x和M_z之间的关系可以参考图7.19d给出。M由参照坐标系及地理北极定义，A是M（向下为+）的倾角，B是M水平投影和地理北极之间的夹角。在x-y平面上，+x轴和地理北极之间的夹角为C，B和C都是从地理北极顺时针算起，M_x和M_z可由下式给出：

$$M_x = M\cos A\cos(C-B) \tag{7.40}$$

$$M_z = M\sin A \tag{7.41}$$

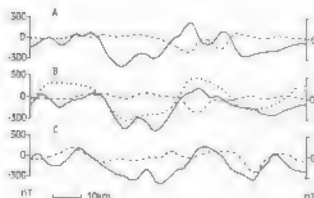
如果多边形体是由于地磁场感应磁化，那么M=κF，A是磁倾角，B是磁偏角（即分别是I和D，见图7.1）。

为了得到多边形边界截面ANPQR的磁异常，需要计算沿x轴方向无限延伸柱体如KLMN产生的磁异常，将多边形场值的各线叠加，就可得到点（0，0）处的总异常，只要按照θ值增大或减小的标示的累计对每一个柱体的正确符号作出合适的规定即可。

如果总场异常ΔF与地磁场F相比很小，那么

$$\Delta F = \Delta Z\sin I + \Delta X\cos I\cos(C-D) \tag{7.42}$$

为了求出多边形截面上的总场异常，需要连续移动原点计算x轴上其它点的场值，计算出总场异常，然后与观测值进行比较，通过变化场源体参数，不断重复这个过程直到误差最小，最终得到最合理的地质模型。



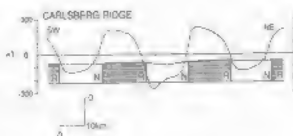


图7.20 （a）印度洋西北部5°25′N，61°45′E附近Carlsberg Ridge脊峰上三条航迹（A，B，C）的观测和计算磁异常。实线表示观测异常；虚线表示均匀正向磁化（有效磁化率为0.0133）的计算异常；点线表示早期由正向和反向磁化20km宽块体构成的计算异常。在计算异常时假设地形变换水平无限延伸。（b）Carlsberg脊峰剖面简单块体模型计算出来的磁异常。这部分海岭位于赤道的南部，因此正向磁化块体产生负异常。陡峭的磁场梯度是由于正向和反向磁化块体的变换引起的（据Vine and Manthews，1963）。

二度体模拟已经广泛应用于海洋线性磁异常研究，对我们认识地球时代的海洋演化方面起了关键作用。在20世纪60年代早期，F. J. Vine 和 D. H. Matthews(1963)就发表了西北印度洋磁异常的经典研究成果，图7.20显示了在 Carlsberg 脊跨上由 HMS Owen 记录的磁场变化情况。虚线为假设海底被均匀磁化情况计算出来的磁异常，说明总磁异常并不能够由海底地形来解释。但是，通过在正异常的地方插入沿脊磁场反向的磁化的岩块，Vine 和 Matthews 表明计算磁场能够再建观测场的梯度和大小，这个结果已经被成功的应用到了许多领域。

7.6.4 三度磁性体的磁异常

三度体的总场异常的计算方法已由 V. Vacquier(1963)，M. Talwani(1965)等推导出来，它们构成快速计算的基本方法，用于研究线性走向的磁性体，如许多孤立海山和深藏火成侵入岩体。

下面考虑图7.21中的磁性体Q，如果 U_m 是磁性体在点(0, 0, 0)处的磁位，那么磁性体Q的磁场强度的三个分量分别为：

$$\Delta X = \iiint -\frac{\partial U_m}{\partial x} dxdydz \tag{7.43}$$

$$\Delta Y = \iiint -\frac{\partial U_m}{\partial y} dxdydz \tag{7.44}$$

$$\Delta Z = \iiint -\frac{\partial U_m}{\partial z} dxdydz \tag{7.45}$$

在此对磁性体Q进行三重积分，利用方程(7.29)关于体元 $\Delta X\Delta Y\Delta Z$ 的磁位表达式，沿x、y、z方向对其求导：

$$\Delta X = M_x N_1 + M_y N_2 + M_z N_3 \tag{7.46}$$

$$\Delta Y = M_x N_2 + M_y N_4 + M_z N_5 \tag{7.47}$$

$$\Delta Z = M_x N_3 + M_y N_5 + M_z N_6 \tag{7.48}$$

这里：

$$N_1 = \iiint \frac{3x^2 - R^2}{R^5} dxdydz,\ N_2 = \iiint \frac{3xy}{R^5} dxdydz$$

$$N_3 = \iiint \frac{3xz}{R^5} dxdydz,\ N_4 = \iiint \frac{3y^2 - R^2}{R^5} dxdydz$$

$$N_5 = \iiint \frac{3yz}{R^5} dxdydz,\ N_6 = \iiint \frac{3z^2 - R^2}{R^5} dxdydz$$

通过双重积分解析解和垂向分数值解就可以计算出这个三重积分。为了进行积分，需要把磁性体分成多个均匀磁化的多边形薄板或者矩形柱（每一块如图7.21所示），在每一个薄板上进行双重积分，再沿着z轴进行数值积分。如果上述每一体单元积分的前积分部分表示为 $S_1S_2S_3 \cdots S_6$，这样：

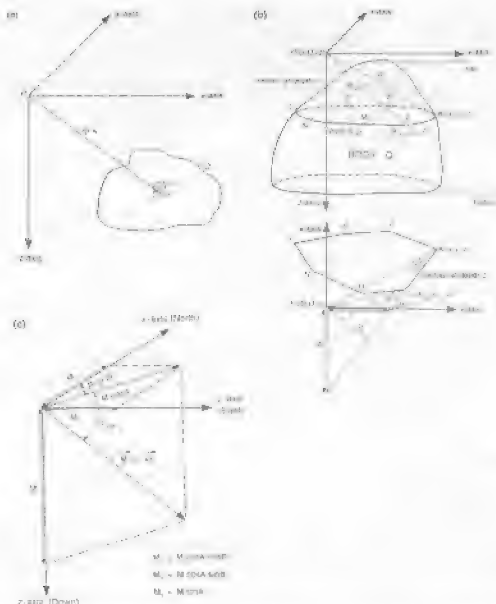


图 7.(a) 由体积分计算磁异常的计算；(b) 定义磁性体的体（x, y, z）与坐标系的关系；(b) 由多边形表示的水平薄板；(c) 磁化强度矢量 M 的分量（据 Talwani, 1965）

$$S_1 = \iint \frac{3x^2 - R^2}{R^5} dxdy \qquad S_2 = \iint \frac{3xy}{R^5} dxdy, \text{等}$$

这些积分均由薄板坐标系计算求出，就可确定 S_1 到 S_6 的值，z 轴的范围为磁性体的上下表面。

由磁性体的磁化率或和磁化强度分量 M_x, M_y, M_z 可以计算出任意点的三个磁异常分量，再用前面的方程（7.20）计算出总场异常。如果磁性体仅仅是感应磁化，那么 $M = kF$。

方程（7.16）、（7.19）中的系数 R_x、R_y 和 R_z 依赖于磁性体的几何形状和地磁场方向。一旦磁场方向的这些系数计算得到，则对不同大小和方向的磁场引起的磁异常可以通过简单求得到

而且，如果已知磁场异常和磁性体的形状，那么可以用最小二乘法来得 M_x，M_y，M_z。

这些模拟主要用于由水深和其相应的磁异常确定海山的磁化方向。V. Vacquier（1963）和 M. L. Richards et al.（1967）是这种方法的先驱者。假设一个均匀磁化的海山体计算的磁化强度矢量能使计算和观测磁场之间具有最小二乘偏差，该矢量给出海山形成时期与磁场的平均方向。因此在轴向地心偶极场中获得磁性的假定下，可以推断出古地磁极的位置。当然这种方法并不能够提供任何经度方面的信息。

图 7.22a 和 b 展示的是太平洋中部、夏威夷东南面的一个海山上的水深和地磁场总强度的等值线图，没有进行去调场改正，当地磁场的倾角和偏角分别为 35° 和 11°。在海山东部总磁异常约有 300nT。取海底的面界与周围海底具有相同深度（图 7.22）观测场与计算场之间的最小二乘拟合给出磁化强度平均倾角为 −18°，偏角为 190.6°，大小为 5.8Am^{-1}。古地磁极位于 66.6°N 和 350.1°E。假设偶极地磁场，它相对于 80°N、74°E 的区域地磁极的偏移量表示该海山形成于距赤道以南 10° 的地方，而且以后向北移动了 1700km。

许多海山显示了复杂的磁性特征，它们似乎源于至少相隔一个地磁极反转间期的火山活动，并且感应及局部磁化形式与海面磁异常有所冲突（Gee et al.，1988；McNutt，1986）。最小二乘拟合有很大偏差，需要引入其它方法分离均匀和非均匀磁化的磁异常。I. A. Hildebrand 和 R. L. Parker（1987）通过非均匀磁化部分极小化，分离均匀和非均匀磁化两部分，然后确定非均匀磁化程度。这种半范数方法提供了地磁极位置的可信度。

7.7 反演解释

7.7.1 线性反演问题

通过求解满足观测磁场的积分方程可以解决求出源区目标的几何形状和磁化强度的问题（Bott，1967；Parker，1994）。如果已知磁性体的形状和磁化方向，那么磁化强度分布的计算就是解线性积分方程，因为磁异常和磁化强度是线性相关的。如果已知磁性体的部分形状和磁化强度，那么必须求解非线性积分方程找到未定义界面。

考虑图 7.23 中的二维板状磁体磁异常，磁化方向平行于（$\cos\varphi$，$\sin\varphi$），所测的磁异常分量在（$\cos\alpha$，$\sin\alpha$）方向上，即位于 $y=0$ 平面上的分量。设 ζ 是磁性体上或内部点的 x 坐标，上、下界面的深度为 $z=\eta_1(\zeta)$ 和 $z=\eta_2(\zeta)$，磁化强度 $M(\zeta)$ 为 ζ 的函数。假设给定磁性体的形状，需要求解 $M(\zeta)$。磁异常 $\Delta F(x)$ 可以用下式表示：

$$\Delta F(x)=\int_{-\infty}^{+\infty} M(\zeta)K_r\{\eta_1,\eta_2,\beta(x-\zeta)\}d\zeta \tag{7.49}$$

这里 K 为产生异常的核函数，K 取决于 η_1、η_2 和 $\beta=\alpha+\varphi$。对于这个例子，K 和 M 无关，因此需要解一个线性积分方程。M. H. P. Bott（1967）提供了一种解法，把磁性体分成有限的小单元，每一个小单元都均匀磁化，磁化方向已知。假设有 p 个单元，在 q 个采样点上记录的磁异常为 $F(x_i)$（$i=1,2,\cdots,q$），这里 $q\geq p$。方程（7.49）的积分可以用下面的有限项相加得到：

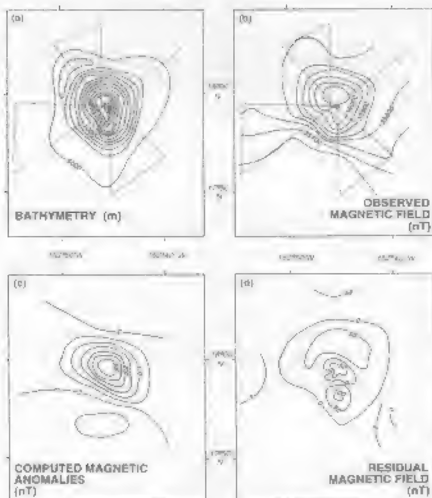


图 7.22 (a)调查得到的中太平洋 Siow 海山的磁异常。图(c)中的磁异常是偏角为 [illegible]，倾角为 -28.9° 方向的磁化矢量计算得到，磁化强度为 3.8A/m。该磁化矢量的古地磁极位于 [illegible]°N, 350.1°E（据 Francheteau *et al.*, 1970）（经美国地球物理联合会允许后引用）

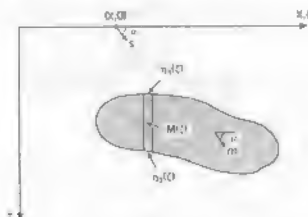


图 7.23 用以说明连续磁化强度分布的任意几何形体（据 Parker, 1967）（经 Blackwell Science 允许后引用）

$$\Delta F_i = \sum_{j=1}^{p} K_{ij} M_j (i = 1,2...,q) \qquad (7.50)$$

这里K_{ij}是第j个单元在第i个点产生的磁异常，假设磁化强度是均一的，K_{ij}是单元体形状、是异常计算点（场点）和磁化方向的函数。当p=q时就相当于解q个线性方程，其解矩阵表示为：

$$M = K^{-1} \Delta F \qquad (7.51)$$

如果q>p，用最小二乘法解积分方程为：

$$M = (K^T K)^{-1} K^T \Delta F \qquad (7.52)$$

这里K^T是K的转置。

假设磁性体分布在一个固定深度的平面上或位于深度z1和z2之间。这种方法很容易应用到不规则磁性体上，它可以被分成许多小的体元。

M.H.P. Bott应用这种方法求出了太平洋东北部Juan de Fuca海岭的磁化强度分布，产生的磁场为线性磁异常（图7.21）。假设磁性层由二度体组成，这些二度体不是限定深度在3.2km和5.0km之间的地表玄武岩层（大洋层2）就是在5km到11km之间的深部层（大洋层3）。通过该法可以从间隔2.15km按子化的总磁场值中求出每个块体的磁化强度。图7.21显示大洋层2中2.15km宽的垂直块体的磁化强度分布。块体的磁异常值由7.6节中所述的二维法求解，结果与观测值非常接近。由脊上异常的对称性反映了磁化强度分布的对称性。

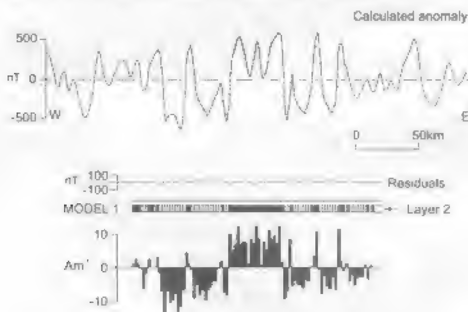


图7.21 利用非线性反演法得到的Juan de Fuca海岭的磁测剖面计算所得的大洋层2的磁化强度分布。计算时模型块体的宽度为2.15km。点表示的是利用二维棒状法计算的磁异常（据Bott，1967）。经Blackwell Science允许后引用。

G. Gudmundsson（1967）用总磁异常的一维和二维傅里叶变换得到磁化强度分布。假设磁化强度由一个标量函数和一个常矢量的乘积组成，他导出了磁化强度和异常频谱之间的一般关

系，在西北印度洋Carlsberg海岭上的磁异常[illegible]的二维功率谱和交叉谱表明磁异常不能[illegible]均匀磁化的地壳。这和早期F. J. Vine和D. H. Matthews提出的结论（见7.6.3节）一样。水深和磁场二维频谱之间的相关性[illegible]，一个岩体产生[illegible]另一个岩体产生[illegible]，结果导致[illegible]。与[illegible]在[illegible]中表明[illegible]（[illegible]）指出[illegible]磁化强度（[illegible] A/m）比一般岩石的平均值大得多，这个结论在其它地区已经被证实。

7.7.2 非线性最优化技术

分析海上磁场空间变化的一个有效途径是将[illegible]和非线性最优化方法相结合，给出观测异常和计算异常之间的最佳拟合。假设一个均匀磁化岩墙上一点（x，z）处的磁异常为$\Delta F(x, z)$（图7.25）。如果区域磁场能用一个二次方程式来表示，则：

$$\Delta F(x,z)=M_x f_1(x,z,l,t,d)+M_z f_2(x,z,l,t,d)+a_0+a_1x+a_2x^2 \qquad (7.53)$$

这里f_1和f_2分别是（[illegible]）的非线性函数，岩墙的[illegible]之间的距离为l，岩墙厚度为t，岩墙[illegible]为d。M_x和M_z分别是[illegible]磁化强度的水平和垂直分量（Ofoegbu and Bott，1985）。为了[illegible]，[illegible]。[illegible]的方程组的[illegible]（目标函数）[illegible]。非线性目标函数用非线性最优化方法处理[illegible]，[illegible]l、t和d等参数[illegible]。这样[illegible]参数M_x，M_z，a_0…[illegible]和目标函数[illegible]，[illegible]目标函数[illegible]。[illegible]，[illegible]目标函数[illegible]，[illegible]。[illegible]，只要注意保证目标函数不落入局部最小的陷阱。

表7.5 非线性最优化的结果（据Ofoegbu and Bott，1985）

剖面	岩墙顶部的深度（km，海平面以下）	岩墙宽度（km）	倾斜角（°）	磁化强度（A/m）
A-A′	0.5	1.19	-74	0.46
D-D′	0.48	1.03	-86	0.64
Q-Q′	1.27	1.14	-99	0.51
G-G′	1.17	1.45	-77	0.33
I-I′	0.47	1.19	-78	0.51
K-K′	0.44	1.13	-100	0.56

C. Ofoegbu 和 M. H. P. Bott（1985）已经应用非线性最优化方法[illegible]岩体的磁性，[illegible]岩墙[illegible]。[illegible]图[illegible]，[illegible]岩墙[illegible]非线性最优化方法计算的异常。[illegible]表7.5。[illegible]

填物都在海底以下0.8km和1.1km之间。上面的负异常表示岩体是在现代地磁场的反方向上被磁化，强的磁化强度（0.33A/m）说明是由基性成分组成。

7.7.3 磁异常和海底地形

如果当磁场由深拖仪器测量记录时，磁化的地形对总场异常的贡献可能很大。在推断海底磁化强度分布方面，快速傅里叶变换广泛应用于处理崎岖的海底地形（Parker，1973；Parker and Huestis，1974）。可允许磁化强度在水平方向上变化，但不能在垂直方向上变化。磁化方向都被认为是不变的，但是正的和负的磁化都可能存在。而且假设磁性层的厚度是常数。三维模型由水平面定义。如果ΔF是磁异常，那么：

$$F(\Delta F)=EC_g\sum_{n=1}^{\infty}\frac{|k|^n}{n!}F\left[M(r)h(r)^n\right] \quad (7.54)$$

这里F(Δ)是ΔF的傅立叶变换，E是地球滤波器（第7.6.1节），C_g是与磁化强度相关的场值幅度因子，k是波数，F[M(r), h(r)]是在r处关于海底深度h(r)和磁化强度M(r)组合项的傅立叶变换。磁化方向和磁场方向均取垂直方向；如果两者不是这样，异常值需要变化。磁化强度傅立叶变换F(M)由下式给出：

$$F(M)=\frac{F|\Delta F|}{EC_g}-\sum_{n=2}^{\infty}\frac{|k|^n}{n!}F\left[Mh^n\right] \quad (7.55)$$

M可以用迭代法从ΔF中推出。首先由假设的M值求出F(M)，由F(M)给出新的M值代入方程（7.55），这样反复计算直至收敛。然而，结果并不是唯一的。R.L. Parker和S.P. Huestis（1974）定义了一个非唯一性的定量表达式，该函数叫做湮灭因子，是不产生外磁场的磁化强度，分布于随海底地形和具有常厚度的磁性层中（图7.26）。该湮灭因子的任何部分可以从给定的磁化强度中增加或减去而不影响外磁场。Parker-Huestis方法已经被K.C. Macdonald等（1980）推广到三度体中。

7.7.4 磁力和重力联合解释

对于同一个区域，往往会讨论重力异常和磁异常是否由同源物质引起。任意形状场源体外的一点，其磁力位U_m和重力位U_g可以通过泊松方程联系起来：

$$U_m=-\frac{M\nabla U_g}{G\rho} \quad (7.56)$$

这里ρ是场源密度，M是磁化强度，G是万有引力常数，场源体内任一点的泊松比率P=M/ρ是不变的。

方程（7.56）是解释由同源体重力异常、磁异常泊松比率和从磁力数据计算假重力异常的基础（Bott and Ingles，1972）。这方面的运算，矩阵法尤其适用。一般重力异常和磁异常通过同

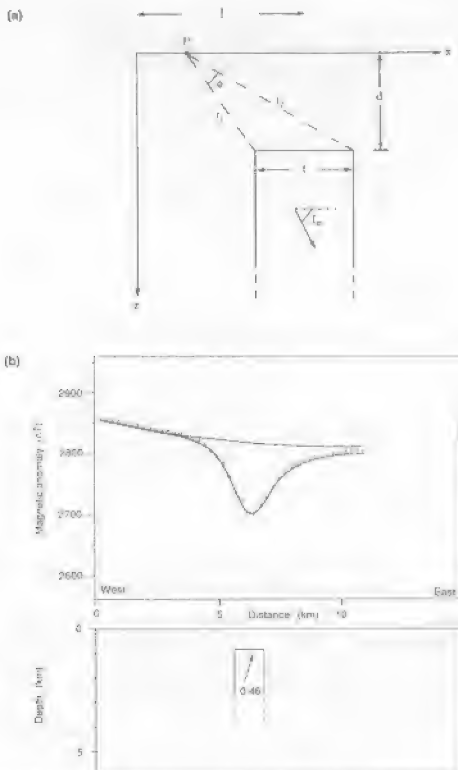
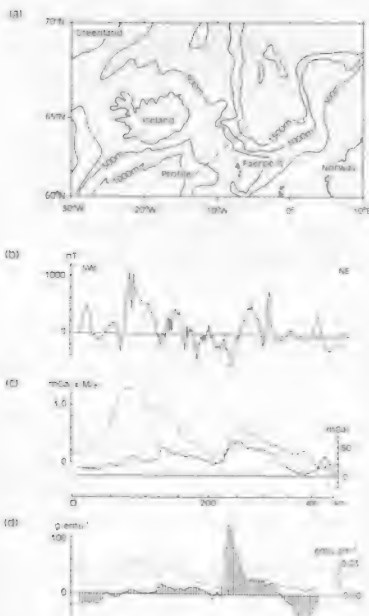


图 7.25 (a)均匀磁化垂直岩墙的横剖面，P 点为磁异常观测点，I_c 是磁化矢量倾角。(b)在图 7.16a 中剖面 A-A′上垂直岩墙上的计算磁异常。用一次和二次项确定最佳拟合区域场。空心圆表示观测异常。与观测值靠在一起的连续曲线是计算异常曲线。图中还标出了最佳拟合区域场。给出的深部相对于海面以上 300m 的观测平面。箭头所示为磁化方向。磁化强度单位 A/m (据 Onuegbu and Bott, 1985)。

[illegible]
Parker and Huestis, 1974)。经美国地球物理联合会允许后引用。

[illegible]的关系。



Bott and Ingles, 1972).

第八章　热 流

8.1 引 言

来自于地球内部的热能可以通过传导、对流和辐射的方式传递到海底，其中传导和对流是主要的热传播方式。而辐射由于深海沉积物的温度低（1~2℃）就不能被测量了。在研究热流过程中，通常可以忽略辐射量到传导和对流过程中的热能损失。由于在实际中测量流体中的热传递很困难，所以通常热流值主要是用传导部分Q来表示的。Q是温度垂向梯度$\partial T/\partial z$（设z向下为正）和热传导率K的乘积：

$$Q=-K\frac{\partial T}{\partial z} \tag{8.1}$$

传导使得热流的传播方向是z轴的负方向，Q通常以毫瓦每平方米（mW/m^2）来表示。它的全球平均值是80mW/m²，表示全球表面的热流损失为4×10^{13}W。一个地区热传递过程中的对流部分可以通过Q的观测值和简单几何构造物（诸如假定的岩石传导层和其具有的冷却板和热柱体）的热输出值之差来估计。

因为海洋的构造作用主要是由热驱动的，所以地热流的测量为寻求解释洋底及其边缘随时间演化的模型提供了重要的边界条件。我们已经发现海洋地壳深部的区域性变化与地热过程有因相关，而且我们已经知道地幔的改变引起沉降与隆起的表面热流的机制，这也使得我们能够对地球内部的温度做出估计。地温度正是我们理解岩石作用过程和变质年龄年代产生的关键。大陆边缘的热流也非常重要，因为它与沉积盆地的演化和油气的成熟与运移关系十分密切。

本章我们主要描述海洋中地热流的测量方法及影响其变化的因素。我们将考虑在空间和时间上都能引起热流值快速变化的区域性因素，这些知识将为我们进一步讨论与海洋演化有关热流奠定基础。

8.2 海洋中热流的测量

8.2.1 地温梯度的测量

海底以下的地温梯度是在海底面和浅部几米内通过岩芯取样仪器在钻孔中所测的。早期的测量使用温差电偶，后来又用更加稳定且具有较高负温度系数的热敏电阻来代替，其系数通常为−200 Ω/℃。热敏电阻探头由于比较稳定用的比较多，但它的精确性不太好。沉积层中浅层的地温梯度一般用两种仪器来测定。第一种是由Edward Bullard（1954）发明的，这仪器主要由两个安装在中空不锈钢探管中、相隔固定距离的热元件组成。其探管总长为2~5m，直径为20~40mm。它固有一个装着记录仪的重物，并用绞车沉放到海底。温度写作为时间的函数在

…在海底上中的期间是上…之后的时间内被记录下来。温度平衡时的梯度值则通过外推来计算。该仪器在一…上…可以…，…以上 10 分钟的时间…[illegible]…另一种与之相配套的…取样器。

第二类仪器由 M Ewing 等人设计，将热敏电阻探头…安装在重力或活塞取样器管壁上的…支架上（如图 8.1 和 8.2）。每个热敏电阻距取样器管壁的距离大约为 10mm，并沿取样器的长度方向间隔 40mm。这种仪器比 Bullard 仪器…（Gerard et al., 1962）。热敏电阻的…电桥电路的一部分，…安装在取样器头部的一个…容器内的电缆和记录仪相连，…的变化来…。通常，在…插入…时，地温梯度可以在…的…分钟内获得。尽管 Ewing 型仪器在甲板上操作更为繁重，但它的主要优势在于可以在…同时…取样…，取样器…可获得更大的插入深度。后来的仪器还使用了高分辨率的数字记录与声学遥测技术从海面监测探针的温度。

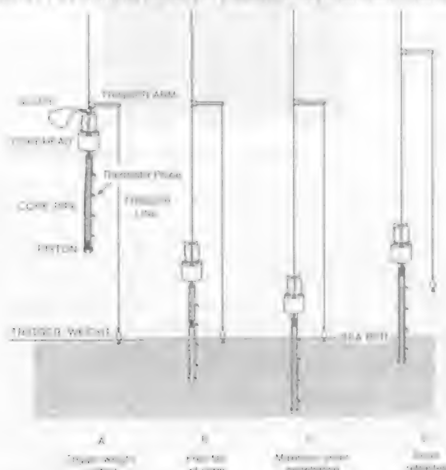


图 8.1 利用重力取样器测量海底热流。…取样管上的热敏电阻与安装在取样器头部的记录仪相连。当下…触到海底时，触发器…释放…取样管，…插入沉积物中…。…可以使取样管插入沉积层以下 30 多米（据 Ewing 等，1976 修改）。

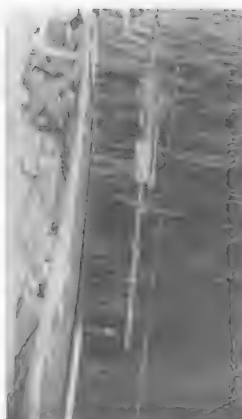
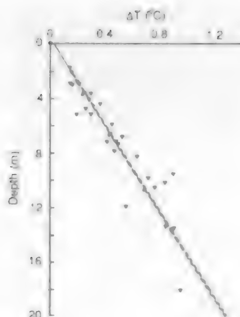


图 8.2 [illegible]

为了避免钻井一次单个测温点测定时间的耗费，已发展了多探针仪器用于详细的热流研究(Von Herzen and Anderson, 1972; Hyndman et al., 1979)。其中一种仪器是[illegible]，从一个装有记录仪和电池的压力筒中伸出直径约为 40mm、长度约 3m 的[illegible]。[illegible]因此在此期间内[illegible]可以获得[illegible]的地温梯度。目前已经成功地用这种仪器在一次沉放中测量到了15个站位以上的地温梯度值。

由于[illegible]，[illegible]如图 8.[illegible]所示。[illegible]于 1985 年在 Juan De Fuca 海岭[illegible]，在[illegible]上，用[illegible]的地温梯度(Johnson and Dutrow?, 1986?)。在 Glomar Challenger 和 JOIDES Resolution[illegible]（参见第十一章）[illegible]。[illegible]。[illegible]，[illegible]因素，[illegible]（Vasquez, 1981）。



[illegible] 等, 1980), 经美国地球物理联合会允许后引用.

8.2.2 热传导的测量

沉积层和岩石的热传导系数k可以用好几种方法来确定.

8.2.2.1 Ratcliffe 的加热平板法

此方法由 F.B. Ratcliffe 发明 (1960), 是用来测量软沉积层的传导率. [illegible]

[illegible]

8.2.2.2 Birth 分离棒法

[illegible] 热传导系数就可以用图 8.40 所示的分离棒装置来测量. [illegible]

体量是相同的。岩样的地温梯度与耐热玻璃圆盘的平均地温梯度的比值与热传导系数成反比。用这种装置测得的深海钙质软泥和其他沉积物的数据列于表 8.2 中。

表 8.1 海底沉积物的热导率测量值

岩性/采样点	测量方法	热导率(W/m·℃)	参考文献
钙质软泥			
东北大西洋	稳态法	0.93-0.97	Bullard and Day (1961)
太平洋	探针法	1.00	Von Herzen and Maxwell (1959)
粘土质钙质软泥			
太平洋	探针法	0.97	Von Herzen and Maxwell (1959)
钙质/硅质软泥			
太平洋	探针法	0.87	Von Herzen and Maxwell (1959)
钙质软泥			
东北太平洋 [illegible]	探针法	0.78-1.34	Anderson et al (1990)
深海粘土			
太平洋	稳态法	0.72-0.79	Bullard and Day (1961)
软泥			
地中海	稳态法	0.87-1.00	Bullard and Day (1961)

8.2.2.3 Sass-Lachenbruch-Munro 综合单元法

如果只有一个岩心样品，可以将水饱和的样品装在样品单元，并以分隔单装置来测量这种固液混合物的平均热传导系数。这是 J.M. Sass 等(1971)最先使用的一种方法。有了流体的传导系数，就可以计算岩样的平均传导率。

8.2.2.4 探针法

R. Von Herzen 和 A.E. Maxwell(1959)发明了一种被广泛使用的技术，在岩芯回收到甲板上以后很快就测量热传导率。具有热敏电阻和一圈连接低压电源电线的探针插入岩芯内部。当热量以恒定的速率在电线中散发时就可记录其温度值（图 8.5）。用这种加热方法测量岩芯物质的干扰会很微小。理想状态下热传导性的表达式为，在时间为 t 的时刻，探针的温度 T 为：

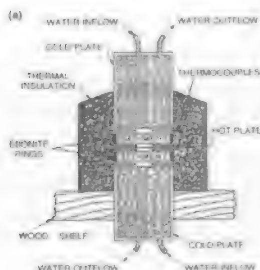
$$T = \frac{Q}{4\pi K}\left(\ln\frac{2.246kt}{r^2}\right) + C_r \qquad (8.2)$$

其中 Q 是单位时间单位长度输入的热量，K 是样品的热传导率，k 是样品的散热率（k=K/(密度×比热)），r 是探头半径，Cr 是个常数，这个关系式假设探针是无限介质中的无穷线源并且 $t \gg r^2/k$ 。

大部分探针的 r/k 比值约为 1s。当它大于 10s 后，其 ln t-T 图呈线性，斜率为 K 的倒数。这种线性关系只能维持在 10 分钟之内，10 分钟之外由于探针的有限长度和样品的边界使得

表8.2 已钻取的海洋基底岩石的热导率测量值

岩性／位置	热导率(W/m·℃)	样品号	参考文献
大西洋中脊脊顶附近玄武岩，37 °N [illegible]	[illegible]	[illegible]	Hyndman et al (1977)
华顿海盆玄武岩，印度洋东北部 （DSDP 257 站位）	3.70（±0.06）	6	Hyndman et al (1977)
马里亚纳海沟玄武岩与辉绿岩 （DSDP 453 站位）	2.29（±0.42）	13	Horai (1982)
大西洋中脊脊顶附近辉长岩，37 °N （DSDP 334 站位）	2.39	1	Hyndman et al (1977)
[illegible] （DSDP 453 站位）	2.69（±0.51）	43	Horai (1982)
大西洋中脊脊顶附近蛇绿岩，37 °N （DSDP 334 站位）	3.19	1	Hyndman et al (1977)
马里亚纳海沟蛇绿岩化的 [illegible]	[illegible]	3	Horai (1982)



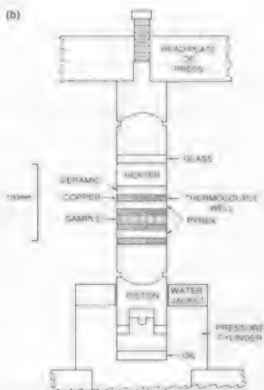
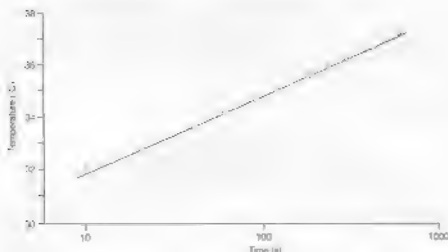


图8.1 (a)用加热平板法测量海底沉积物的热传导率(据Ratcliffe，1960)；(b)用分离棒法测量岩石的热传导率(据Birch，1950)。经出版社和美国地质学会允许后引用



[illegible] 1959)，经美国地球物理联合会允许后引用。

[illegible]

[illegible]

$$\frac{l}{K_z}=\frac{l_1}{K_1}+\frac{l_2}{K_2}+\frac{l_3}{K_3}+\cdots\cdots\frac{l_n}{K_n} \tag{8.3}$$

其中 $l_1+l_2+l_3+\cdots\cdots+l_n=z$。

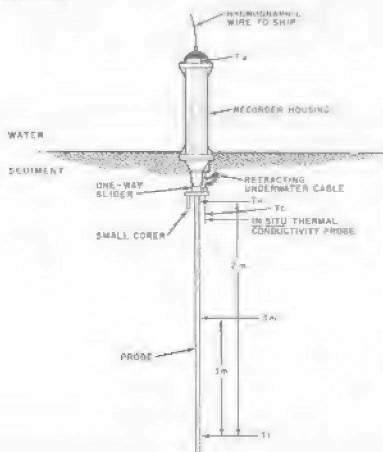
[illegible] 插入热流探针的测量方法 (Hyndman 等，1979)。

8.2.2.5 含水量测量法

[illegible] 公式来估算：

$$R_T=(161\pm14)+(651\pm30)w \tag{8.4}$$

[illegible]
[illegible]
热传导率而不是测量含水量。



[illegible]

8.3 热传递与表面热流

[illegible]导方程为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa\nabla^2 T + \frac{A}{\rho C_p} \qquad (8.5)$$

[illegible]就有：

$$\nabla^2 T = -A/K \qquad (8.6)$$

[illegible]柱，热传导方程的一维表达式就可以写成：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -A/K \tag{8.7}$$

如果海底温度是0（有可测的热流值量Q_0），那么：

$$T = -(A/2K)z^2 + (Q_0/K)z \tag{8.8}$$

如果内部没有热生成，即$A=0$，那么表达式（8.5）就可表示为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T \tag{8.9}$$

这就是散热方程，它定义了受均匀固体半空间约束的海底温度如何随时间变化的。若给定边界条件，方程的一维解的形式为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{8.10}$$

用误差方程可表达为：

$$T = T_0 \ erf(z/2\sqrt{(\kappa t)}) \tag{8.11}$$

其中的误差函数定义为：

$$erf(x) = 2/\sqrt{\pi}\int_0^x e^{-y^2} dy \tag{8.12}$$

时间t时的地温梯度就可以根据z通过求微分（8.11）得到：

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T_0}{\sqrt{\pi \kappa t}} e^{-z^2}/4\kappa t \tag{8.13}$$

这种认为海底的冷却仅仅通过传导方式的假设并不经常有效，因为有些区域的热流存在很大的差异，这说明流体循环肯定在热传递中扮演了十分重要的角色。洋中脊系统中的热液喷口就是这种现象的一个最壮观的显示。流体移动方向上的热流值Q由以下方式给定：

$$Q = \rho_{fl} C_{pfl} v_{fl} (T_1 - T_2) \tag{8.14}$$

其中ρ_{fl}是流体的密度，C_{pfl}是流体的比热，而v_{fl}则是质量通量，T_1-T_2是流体的温差。如果考虑到热传输发生在多孔介质中，且地温梯度呈非线性时，该公式通常需要修正。

8.4 热流变化：区域环境的影响

8.4.1 底层水的变化

在研究热流变化的原因时必须要考虑的一个因素就是底层水温的扰动。如果底层水温增加，海底以下的地温梯度就会减小，因此热流值也会减小；反之亦然。其影响的大小可以用8.3节中给出的热传导方程来估计。假设底层水温瞬时变化了ΔT，t秒以后对海底以下深度为z处的温度进行测量，时间t时的温度和在无限时间内达到平衡时的温度变化$T(z)$的关系由以下公式给定：

$$T(z)=\Delta T\cdot \mathrm{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{4\kappa t}}\right) \qquad (8.15)$$

因此波动梯度为：

$$\frac{\partial T}{\partial z}=\frac{\Delta T}{\sqrt{\pi\kappa t}}\cdot \exp\left(\frac{-z^2}{4\kappa t}\right) \qquad (8.16)$$

其中近地表值为$\frac{\Delta T}{\sqrt{\pi\kappa t}}$。

图8.7说明了在深海地温梯度为0.05℃/m时温度瞬时下降2℃所产生的结果。因为典型沉积层的散热系数是2×10^{-7}m²/s，因此这种影响在10000年以后就会很小。发生在18000年前极地冰盖扩张导致的底层水温的突然下降对现今地温梯度的影响很显然是可以忽略的，而从海洋观测或重复观测到的底层水温度的变化也不足以产生沉积层的显著热流变化。但在大陆架、大陆坡、邻近水团边缘由于短期内大范围混合而致使温度急剧变化的地区，以及底层水温可以超过300℃的热液喷口附近是个例外。在更遥远的过去，由于海水的蒸发使某些封闭海盆如地中海海底的热流可能在较短的地质时期发生了30%以上的波动，而且其沉积物顶层温度的上升也超过了20℃。

8.4.2 沉积与侵蚀

海底的热环境明显地受沉积速率的影响，因为上层温暖水中的颗粒沉降会导致地温梯度的下降，因此热流值也减小。如果沉积层突然发生重力滑坡热流值也会变小。如果发生剧烈的侵蚀，较深较热的沉积层变得更接近底层水，则增加了地表的热流值。

沉积热效果可以通过考虑一个均匀半空间从$z=0$的表面以固定速度v移动的情况来分析。其中，海盆均匀沉降并连续不断地被沉积物充填，v为沉积速度。假定海底深处的热流值是常数Q_0，而在时间t时的表面热流值Q_t由下式给定：

$$Q_t=Q_0\left[1-4i^2\mathrm{erfc}\left(\frac{v\sqrt{t}}{2\sqrt{\kappa}}\right)\right] \qquad (8.17)$$

其中$4i^2\mathrm{erfc}$是补偿误差方程（1−erf）的二重积分，κ是半空间的散热系数。由于沉积作用导致的热流值减少是时间t和$v/\sqrt{\kappa}$的函数，如图8.8所示。对从深部获得的热流值的校正可能比较大，特别是在邻近陆地的具有高沉积率的地区。例如阿留申深地在过去的70Ma期间沉积了4000m以上的沉积层，其观测到的55mW/m²热流值的校正量就有+12 mW/m²（Langseth et al., 1980）。

沉积压实作用增加了κ值，减小了基底远离表层的移动速率。沉积速率也随时间发生变化。J. Hutchison（1985）曾经根据沉积物孔隙度估算一定深度的水平对流速率和热属性，并结合热流方程进行数值求解而给出表面热流值随时间的变化关系。在图8.9中，沉积速率在开始的10Ma间为1000m/Ma，而在沉积作用停止前接下来的10Ma间为500m/Ma。表面热流值对沉积率的变化有较快的响应。当沉积作用停止时，热流值就恢复到随半空间的时间常数而变化。

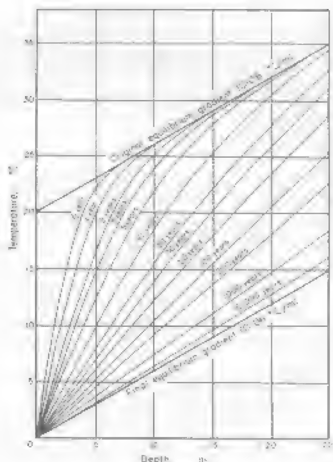
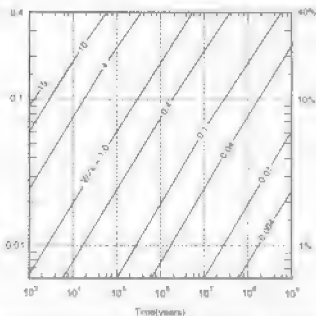

Temperature,
Depth,
0
5
10
15
20
25
30
35
Original equilibrium gradient
Final equilibrium gradient

图 8.7 海底[illegible]


0.4
0.1
0.01
40%
10%
1%
Time(years)

[illegible]

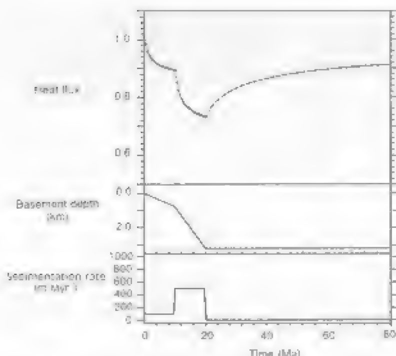


图 8.9 [illegible]（据 Hutchison，1985），经 Blackwell Science 允许后引用。

8.4.3 沉积物的热生成

[illegible]为单位，可用以下公式来计算：

$$Q_r = 10^{-5}\rho(9.52c_U + 2.56c_{Th} + 3.48c_K) \qquad (8.18)$$

[illegible]

[illegible] 40%.

[illegible]它的影响也非常微小（Langseth，1976）。

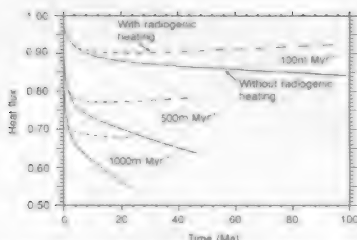


图8.10 [illegible] Hutchison, 1985). 经 Blockwell Science 允许后引用.

表8.3 主要的生热同位素

母同位素	子同位素	当前生热率 (W/kg)
[illegible]	[illegible]	[illegible]
^{238}U	^{206}Pb	9.4×10^{-5}
^{232}Th	^{208}Pb	2.7×10^{-5}
^{40}K	^{40}Ca, ^{40}Ar	2.8×10^{-5}

8.4.4 地形与沉积层厚度的变化

除了[illegible]沉降区，[illegible]区域的平均值，相反在降起区热流值就要低一点。

[illegible]流值 Q 就是：

$$Q_v A = \iint_{A'} (Q'_v \cos\alpha + Q'_h \sin\alpha) dA' \quad (8.19)$$

其中 Q'_v 和 Q'_h 是[illegible]的粗糙表面上[illegible]面积 dA' 的垂直与水平热流值。那么就有：

$$\frac{Q_v - \bar{Q}_v}{Q_v} = \sin^2 \bar{\alpha} \quad (8.20)$$

其中，Q_s 是 S' 面上的平均垂直热流值，$\bar{\alpha}$ 是从 S' 的平均坡度得到的 α 值，而 $(Q_s-\bar{Q}_s)/Q_s$ 就是"粗糙系数"(Lachenbruch 和 Marshall，1968)。表 8.1 所列的是几种平均坡度的典型热流值。表明是由于粗糙地表的影响使实测热流值的减少很小，除了坡度等于或大于 20° 时，一般不超过 15%。

表 8.1 由于地表粗糙所引起的平均垂直热流的减少值

平均坡度 $\bar{\alpha}$ (度表示)	粗糙程度 $(Q_s-\bar{Q}_s)/Q_s$
1	0.009
5	0.044
10	0.087
15	0.131
20	0.174

如果沉积物覆盖在不规则的具高热导率的基底上，热流值在平坦沉积层上就具有一定的空间变化。因为热流首先通过高热导率介质，所以在基底最浅的地方热流值是最大的。热流值的变化呈简谐式或褶皱形状。假设热流通过正弦状基底的脊或槽，其波长为 λ，脊峰与谷之间的高差是 l。如果通过脊峰的热流值与通过谷的热流值之差为 δQ，那么 δQ 与平均热流值 Q_s 的比值由以下公式给出：

$$\frac{\delta Q}{Q_s}=\frac{2\pi l(K_b-K_s)}{\lambda K_b} \qquad (8.21)$$

其中 K_b 是基底的热导率而 K_s 是沉积层的热导率。如果脊或谷之间相间隔 10km，而谷底与脊峰高度为 1km，且 $K_b=2K_s$，那么就可以观测到 30%的热流值变化，一般情况下 $K_b \le 2K_s$。

在约 43° N, 20° W 处中大西洋洋脊的局部研究中，利用了反射地震剖面的成像技术来估计基底表面热流的扰动情况（图 8.11）。对零星沉积槽，10km 间隔的热流值的测量显示在槽上边缘附近地区平均值的变化幅度超过 60%。沿剖面的表面热流值可以从二维热流方程中求得：

$$\frac{\partial K}{\partial x}\cdot\frac{\partial T}{\partial x}+\frac{\partial K}{\partial z}\cdot\frac{\partial T}{\partial z}+K\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=0 \qquad (8.22)$$

其中 T 和 K 分别是点 x 和 z 点的温度和热导率。如果确定沉积层和基底的热导率就可以得到近似解。在构造剖面上作一个矩形状的网格，并在每个网格点上赋上热导率和温度值。假设地球表面每个单元在某个深度产生的热量是相同的，沉积物一水的界面保持恒定的温度(0°C)，而且在构造的边缘没有水平热流传输。那么，利用方程(8.22)在一些标准的一个近似方法就可求取构造上所有点的温度 T。重复这个过程直到获得集中了一点的工作。

只要简单方法获得的表面热流与利用简单几何结构分析方法获得的热流值非常吻合（图 8.12a）。Froom 凹陷的应用研究显示，大多数热流值的散射现象是由热导率的折射或沉积层厚度的变化引起的（图 8.12b）。地形和沉积覆盖结合起来可使热流值的变化或集中于盆地边缘。热流值异常并不象理论预计的那样明显，因为陆坡边缘的降沉积物会导致分散和强烈的热流值波动现象。

[illegible]的测量站位分布图(据 Sclater 等，1970).

8.5 区域性热流变化

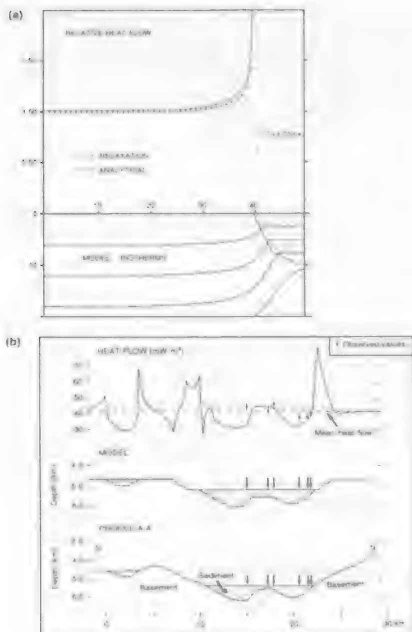
8.5.1 冷却海底模型

[illegible]

[illegible]热，那么传导方程的二维形式为：

$$\rho C_p v_L \frac{\partial T}{\partial x} = K\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \qquad (8.23)$$

[illegible]



(据 Sclater 等, 1970). 经 Elsevier Science 允许后引用.

$$\rho C_p v_x \frac{\partial T}{\partial x} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad 或 \quad \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

如果在增生处（x=0）给定相同的边界条件，其温度 $T=T_a$，且 $z=0$ 时 $T=0$，那么从方程8.11可得到：

$$T(z,t)=T_a \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{kt}}\right) \tag{8.25}$$

距洋脊中点x距离的表面热流 $q(t)$ 可由下式得到：

$$q(t)=K\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0}=K\,T_a/\sqrt{\pi k t} \tag{8.26}$$

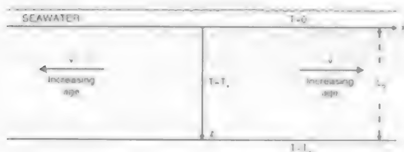
因此，热流值与海底年龄的平方根成反比关系。

假定温度为0℃的海底为具有固定厚度 L_0 的板块，且其底部温度保持在增生点的温度 T_a，那么其温度结构可以通过下面的公式求解：

$$\frac{K}{\rho C_p}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=v_x\frac{\partial T}{\partial x} \tag{8.27}$$



(a) Cooling of half-space



(b) Cooling of plate with constant thickness

图8.13 海底通过在(a)半空间的一侧冷却和(b)厚度为 L_0 的板块上的连续增生作用而生成

给定的边界条件为：$z=L_0$时 $T=T_0$，$z=0$时 $T=0$，$t=0$时 $T=T_0$。方程的解为：

$$T(z)=T_0\left\{\frac{z}{L_0}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin\left(\frac{n\pi z}{L_0}\right)\exp\left[\frac{v_1 t}{L_0}\left(\frac{v_1 L_0}{2\kappa}-\sqrt{\frac{v_1^2 L_0^2}{4\kappa^2}+n^2\pi^2}\right)\right]\right\} \tag{8.28}$$

如果热的水平传导速率比由于板块运移产生的横向传输小很多，那么上式可简化为

$$T(z)=T_0\left[\frac{z}{L_0}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin\left(\frac{n\pi z}{L_0}\right)\exp\left(-\frac{n^2\pi^2 kt}{L_0^2}\right)\right] \tag{8.29}$$

$L_0^2/\pi^2 k$为大洋板块的热时间常数。

冷却板块模型通过修正也可以用于研究由于热物质侵入而导致的再加热情况下的温度—深度结构(Von Herzen et al, 1982)。

8.5.2 拉张体系的热流

作用力可引起地球表面各部分之间的扩张，导致下陷和随后区域下面热物质的上涌隆起。拉张作用在大陆边缘的演化过程中是很重要的。它对热流的影响可以利用板块的传导冷却模型来估算。图8.11中由等温线T_a所定义的包含基底的板块经瞬间拉伸，长度为x_0的一部分经过拉张系数为β的拉张，使得温度T_a以下的物质上升并保持均衡状态。当前具有规定厚度的板块一直处于冷却过程直至达到它的初始厚度。拉伸板块起初下沉的物质替换引起的最初回陷为S_i；随着板块的冷却，会进一步沉降作用，S_f为最终的回陷。

板块的温度结构可由扩散方程(8.9)的一维形式得到。

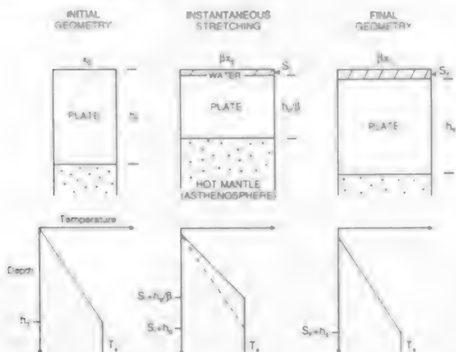


图8.11 均匀板块的拉张(据McKenzie, 1978; Fowler, 1990)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \qquad (8.30)$$

拉张作用之后，温度由下式给出：

$T = T_0$　　当 $0 < z/h_0 < (1 - 1/\beta)$

$T = T_0 \beta (1 - z/h_0)$　　当 $(1 - 1/\beta) < z/h_0 < 1$

[illegible]

$T = 0$ 时，　$z = h_0$；$T = T_0$ 时，　$z = 0$。

[illegible]

$$T = 1 - \frac{z}{h_0} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{n} \left(\frac{\beta}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{\beta} \right) \exp\left(-\frac{n^2 t}{\tau}\right) \sin \frac{n\pi z}{h_0} \qquad (8.31)$$

[illegible]

$$Q(t) = \frac{K T_0}{h_0} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\beta}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{\beta} \right) \exp\left(-\frac{n^2 t}{\tau} \right) \right] \qquad (8.32)$$

[illegible]

[illegible]

8 5 3 冷却板块中的对流热传输

[illegible]

[illegible]
系近似模型.

[illegible]

活动喷口(据 Williams 等，1974，经 Blackwell Science 允许后引用).

如果假设沉积层具均匀的渗透率和孔隙度，那么深度 z 的温度 $T(z)$ 可由下式求得：

$$\frac{T(z)-T_0}{T_L-T_0}=\frac{e^{P_e z/L}}{e^{P_e}-1} \qquad (8.33)$$

其中 T_0、T_L 分别为热探针最顶点和最末点的温度，L 为温度测量中的长度，P_e 为由下式给出的佩克莱特数：

$$P_e=\frac{\rho_{F1}c_{P(F1)}v_{F1}l_T}{K_s}$$

公式中 K_s 为水饱和沉积物的热传导率，$c_{P(F1)}$ 为流体的比热，v_{F1} 为物质通量。P_e 是衡量热传输过程中对流和传导的相对重要性的一个指标。如果 $P_e \gg 1$ 那么水平对流占主导地位。如果 $P_e \ll 1$，那么热传输方式主要为传导。在深度 z，热流 Q 由下式给出：

$$Q=-K_s\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_z+\rho_{F1}c_{P(F1)}v_{F1}T_{(z)} \qquad (8.34)$$

根据公式 8.33

$$\frac{\partial T}{\partial z}=(T_L-T_0)\frac{\rho_{F1}c_{P(F1)}v_{F1}}{K_s}\left(\frac{e^{P_e z/L}}{e^{P_e}-1}\right)$$

所以

$$Q=\rho_{F1}c_{P(F1)}v_{F1}\left(T_0-\frac{T_L-T_0}{e^{P_e}-1}\right) \qquad (8.35)$$

因此，如果测得 P_e 就可以确定总热流量 Q。一个 P_e 值适合于每个可计算总热流值和传导热流值的非线性温度剖面（Anderson et al.，1979）。对于典型的深海粘土，$P_e=1$ 对应流体流的速率为 $5\times10^{[illegible]}$ m/s。当梯度呈线性时 $P_e=0$。

第九章 海洋电法勘探

9.1 引 言

[illegible]它们的单位分别为"Ω·m"和"S/m"。

[illegible]

1. 自然电位法：主要采用海底电极和高阻抗的电压表测量海底附近的自然电位；
2. 激发极化法：根据在两个导电电极间的电流所引起的电压衰减或根据其阻抗随频率的变化来测量异常体的电导率；
3. 直流电阻率法：根据直流电流过两电极时的电势分布测量电阻率的大小；
4. 大地电磁法：根据源自电离层和磁层中的带电粒子流在地球内部形成的时变天然电磁场测量海底电阻率；
5. 磁测电阻率法：根据接地电源产生的电磁场得到电阻率；
6. 电磁勘探：根据海底对电磁场传导的响应来得到海底电导率。

9.2 海水、沉积物和岩石的电阻率

电阻率在地表附近的变化非常大，变化范围可达8个数量级之多（表9.1）。海水的电阻率一般要比大多数岩石和沉积物的都小得多，从海面的0.2Ω·m变到温跃层下的0.3Ω·m。海水电阻率的大小主要取决于温度和盐度，[illegible]时的电阻率可近似为（Becker *et al.*，1982）：

$$\rho_T = (3.0 + 0.1T)^{-1} \quad (9.1)$$

[illegible]

表9-1 常见海水、松散沉积物、岩石和矿物的电阻率表

矿物岩石	电阻率(Ω·m)
海水	0.2-0.3
黏土	1-100
页岩	$4.0\times10^{1}-2.0\times10^{3}$
石灰岩	$1.3\times10^{2}-8.4\times10^{6}$
砂岩	$1.0\times10^{2}-1.0\times10^{3}$
盐岩	$3.0-1.0\times10^{4}$
玄武质枕状熔岩（DSDP 504B）	89.5（SD35.6）
块状玄武岩流（DSDP 504B）	146.1(SD48.4)
玄武质角砾岩（DSDP 504B）	39.9(SD21.9)
粗玄岩墙（DSDP 504B）	155.7(SD60.7)
熔融玄武岩	0.1
辉长岩	$1.0\times10^{3}-2.0\times10^{6}$
安山岩	$1.0\times10^{2}-4.5\times10^{4}$
橄榄岩（平均）	3.0×10^{3}
蛇纹岩	$1.0\times10^{2}-2.0\times10^{6}$
花岗岩	$1.6\times10^{2}-3.6\times10^{6}$
板岩	$2.0\times10^{-6}-2.0\times10^{7}$
云母片岩	5.0×10^{2}
片麻岩	$2.0\times10^{3}-6.8\times10^{4}$
自然铜	$1.2\times10^{-8}-3.0\times10^{-7}$
石墨	$3.6\times10^{-7}-6.0\times10^{-2}$
黄铜矿	$1.2\times10^{-5}-2.0\times10^{-1}$
方铅矿	$1.0\times10^{-5}-1.0\times10^{-1}$
磁黄铁矿	$2.0\times10^{-6}-1.0\times10^{-3}$
黄铁矿	$1.0\times10^{-5}-1.5$
磁铁矿	$1.5\times10^{-5}-7.5\times10^{3}$
钛铁矿	$1.0\times10^{-3}-50.0$
锡石	$4.5\times10^{-4}-1.0\times10^{4}$
金红石	$29.0-9.1\times10^{2}$

率与孔隙度之间的一个简单关系式：

$$\rho_f/\rho_w=\phi^{-m} \qquad (9.2)$$

其中，ϕ是于完饱和岩石的孔隙度，ρ_f是岩层电阻率，ρ_w是孔隙水的电阻率，m是一个经验参数，称作胶结系数(cementation factor)，[illegible]。ρ_f和ρ_w之比称作地层电阻因数(formation factor)。Archie定律[illegible]。

图9.1给出了由Archie定律得到的孔隙度—电阻率曲线，[illegible]

一个更广义的表达式为：

$$\rho_f/\rho_w=A\phi^{-m}S^{-r} \qquad (9.3)$$

其中，A是一个经验值，S是流体所占孔隙的百分数，r是一个常数[illegible] and McCorkell 1982)。A值大小与孔隙的几何特征有关，[illegible]率。目前已对以下几种类型的孔隙进行过研究：

1. 粒间孔隙：存在于沉积物和沉积岩中；

2. 大的、连通性差的孔隙：存在于海底的玄武岩中；

3. [illegible]

[illegible]

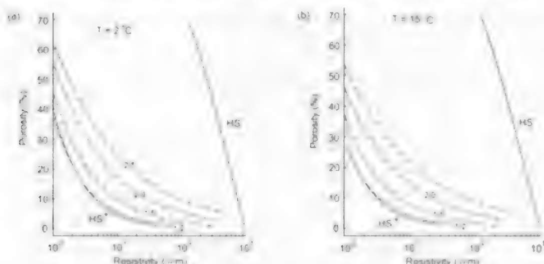


图9.1 [illegible]

m 主要取决于孔隙的几何形状，通常取 1.3 与 2.5 之间的数。小于 5Ma 的年轻沉积岩或岩石的 m 值靠 1.3 左右，它反映了松散沉积物或岩石颗粒间的导电情况。在这些年龄越老 m 值越大，这可能与随年龄增大导电孔隙扭曲度变大有关。

地下沉积物的电阻率一般在 0.1～100 Ω·m 之间。在混黏土和岩层的一些地层在岩化过程中，电阻率随着孔隙度的降低而增大。构造松散沉积物的孔隙度可以高达 0.8。由于 ρ_f 和 ρ_w 非常接近，因而 (9.1) 式中的系数 a 可取一定值。所以如果不考虑孔隙气体的影响，电阻率的大小就只取决于孔隙度、胶结因素和 ρ_w 三个因素。

ρ_w 值的大小由孔隙水中的离子浓度、电荷及离子迁移率决定。地下沉积物中主要有 Na^+ 和 Cl^-，离子的浓度和迁移率与温度密切相关。（液体）温度升高时离子的迁移率随之增加。当温度降低至部分孔隙流体开始冻结时，离子的迁移率和有效孔隙度显著降低。同时，未凝固的孔隙流体中的离子浓度的增加也会引起电阻率的迅速升高。图 9.2 给出了砂砾岩和花岗岩孔隙度随温度的变化情况。电阻率对 0 至 -3℃之间的温度非常敏感，随温度的变化较大。黏土的电阻率要比粗粒物质的变化要缓慢，这可能与它们含有较高的交换能力有关。我们可利用电阻率随冰体融化而显著增加这一特性以确定冻土地区永冻层的厚度和界限。

无论在地下花岗岩和其它基底岩石的电阻率要比松散沉积物的高出好几个数量级。片麻岩和玄武岩的电阻率介于 10Ω·m 至 1000Ω·m 之间，不同岩石的电阻率之间有一些重叠部分（表 9.1）。

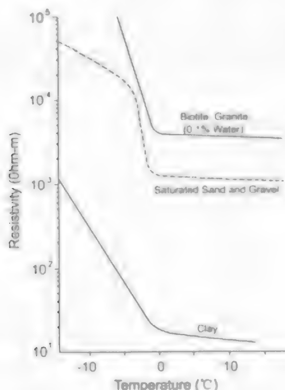


图 9.2 沉积物和花岗岩的电阻率随温度变化的曲线（据 Hoekstra 等，1975）。经勘探地球物理学会允许后引用。

所以不能单用岩石的电阻率数据确定其岩性。由于岩石破裂过程中的各向异性（无论是宏观的还是微观的）将对电阻率测量数据的解释带来困难。这种各向异性也有可能是[illegible]定向排列引起的，从而使得[illegible]在岩石层面、主应力方向等[illegible]上的电阻率发生变化。实际上，不同电阻率的层位在不同的方向上对地电的传导特性是不同的。如果硫化物矿床中硫化物矿物可在某个方向形成有利电流传导的通道。

计算含有导电矿物的岩石电阻率时可以使用 Hashin-Shtrikman 公式，[illegible]硫化物颗粒和固体基质的岩石的电阻率。[illegible]硫化物颗粒和基质部分的几何形状并混合在一起。硫化物矿石的电阻率约为 0.1 Ω·m，要比周围的玄武岩低 2 至 3 个数量级（Pezard and Waff, 1984）。Hashin-Shtrikman 公式给出了硫化物颗粒和电阻率的上下限，以电导率的形式表示如下（Hashin and Shtrikman, 1963; Waff, 1974）：

$$\sigma_{+} = \frac{\sigma_m + (\sigma_s - \sigma_m)(1 - 2\beta/3)}{1+(\beta/3)[(\sigma_s/\sigma_m)-1]} \tag{9.4}$$

$$\sigma_{-} = \frac{3\sigma_s + (\sigma_m - \sigma_s)(1+2\beta)}{(2+\beta)+(\sigma_m/\sigma_s)(1-\beta)} \tag{9.5}$$

其中，σ_s 是硫化物部分的电导率，σ_m 是固体基质的电导率；β 是硫化物部分所占比例。

上限 σ_{+} 是硫化物完全连通在基体内的情况下的电导率。下限 σ_{-} 是孤立球体中硫化物部分的电导率。显然，混合区域的电导率介于这两者之间。

9.3 自发极化法

很多矿床都如大型电池一样能在地表产生电势差，主要是那些含有多金属硫化物的矿床。与导体连接两个不同的电化学环境会有电势差产生，由此形成自电势异常。电场的大小主要受以下几个因素控制：矿体内外的化学反应速率、矿石和上覆层的电阻。由于海水和沉积物的氧化还原电势分别为+200～+400mV 和 100～200mV，所以在沉积物顶部的海底形成重要的氧化还原界面。这时如果有一个导体穿过海水和沉积物的分界面就会有电流产生，形成自电势异常。

陆上硫化物矿体的自电势异常一般介于几百毫伏至几伏之间，并且与围岩相比表现为负值。如果由于导电性好的海水，在电阻率很低的海水和沉积物所围的区域，自电势异常减小不是很大，而在高电阻围岩的高电阻基岩中，减小程度就比较大。

海洋自电势异常是通过拖曳（对相距 10m 至 100m 的拖曳式电极间的电势差的测量）得到的。目前已有研究给出了海底硫化物的勘查方法。然而，自电势异常测量具有较多限制，电缆拖动、拖曳方向改变及[illegible]等因素引起的噪声较严重。在[illegible]硫化物沉积区发现了约 50mV 的自电势异常（Francis, 1985）；[illegible]的硫化物矿床附近也发现了自电势异常（见 9.5.1 节）。

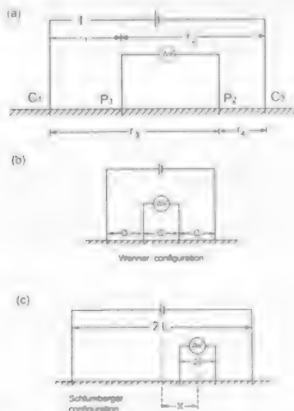
9.4 直流电阻率法

9.4.1 引言

[illegible]率为 ρ，则有：

$$\rho = \frac{2\pi\Delta V}{I} \bullet \frac{1}{\left[\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) - \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4}\right)\right]} \quad (9.6)$$

[illegible]



[illegible]装置示意图.

[illegible]温纳（Wenner）装置和施伦贝尔（Schlumberger）装置（图9.3b，c）[illegible]

$$\rho_a = 2\pi a\Delta V/I \qquad (9.7)$$

[illegible]电极关于中心点（图9.3c，x=0）对称且2l较小，则有：

$$\rho_a = \frac{\pi L^2}{2l}\cdot\frac{\Delta V}{I} \qquad (9.8)$$

[illegible]极间的距离应设为海水层厚度的几倍。

[illegible]分布的拉普拉斯方程得到（Koefoed，1979）。

9.4.2 大陆架调查

[illegible] Schlumberger [illegible]（Schlumberger，1939）[illegible]的海洋作业。

[illegible]

[illegible]

[illegible]

随着距离的变化，可由下式计算异常电阻率百分比 ρ_{anom}：

$$\rho_{anom} = 100\left(\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_s}\right)\% \qquad (9.9)$$

其中 ρ_a 是平坦海底的视电阻率，大于海水的视电阻率。ρ_s 的大小可由海水的电阻率和电极排列中心点的水深决定。如果 ρ_{anom} 的值接近于0，就表明海底的电阻率较高。反之，ρ_{anom} 是大的正值时，就表明海底的电阻率较小，这可能与松散沉积物和矿床有关。

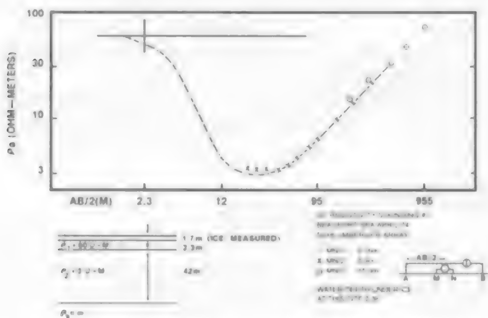


图 9.4 在永冻带的海冰上用直流电法测量的视电阻率测深曲线。竖线表示钻孔测量所得的电阻率；虚线表示由层状模型计算的视电阻率。（据 Scott, 1975; Rogers and Munsch, 1981）经加拿大地质调查局允许后引用。

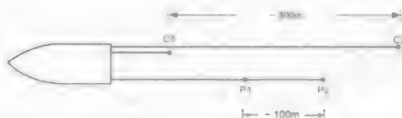


图 9.5 用于水深电阻率测量的拖曳式电极装置示意图。C1和C2是电流电极，P1和P2是测量电极(据 after Francis, 1977)。经美国地质调查局允许后引用。

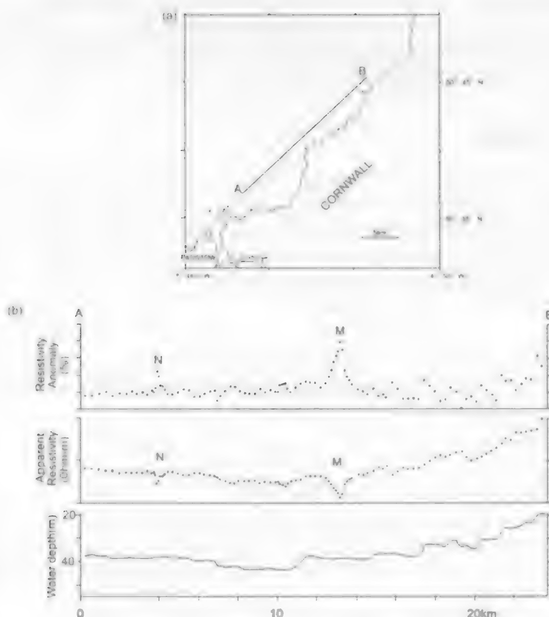


图 9.6 (a) [illegible] 测量位置示意图；(b) 沿 A—B 测线的 [illegible] (据 Francis，1977，经英国地调局允许后引用)。

在测线的许多段上，电阻率异常反映了水深度的变化，ρ_a 的值随着水深度的降低而增加。如图 9.6 中的 M 和 N 点两个区域，相对较大的电阻率异常 [illegible] 了整个海底。在这些区域，从地震剖面上便可以看到出露的基岩。[illegible] 硫化物的一种）的矿区具有低电阻率和高极化率的特征，但这种假设必须通过直接采样来检验。

D. R. Lyle 等于 1993 年使用一组 4 个间隔 10m 的 [illegible] 得到了 [illegible]

[illegible] 响较大，因而电流频率只能取几个赫兹.

9.4.3 深海测量

[illegible]

$$\Delta V = \frac{I\rho_w\rho_r}{2\pi a(\rho_w + \rho_r)} \qquad (9.10)$$

[illegible]

$$\rho_a = \frac{2\rho_w\rho_r}{\rho_w + \rho_r} \qquad (9.11)$$

[illegible]

$$\rho_a = \frac{4\pi aV}{I} \qquad (9.12)$$

这是由于（9.9）式中的两电阻率相等的缘故.

[illegible]

了使用能够装置寻找深海金属矿物以……方法是可行的。重要目测法和拖曳采样相结合，在确定硫化物的出露区域，但电阻率技术有认识且连续观测的优点。

Cyana 号潜水器测量结果揭示了块状硫化物所产生的巨大的自电位异常，潜水器穿过硫化物时，在垂直排列装置的电位差中显示有约 9 mV 的电位异常，这种异常代表了一个电位梯度。一旦该装置穿过硫化物矿体，电位差便会增加到 10 mV。还观测到有 4 mV 的自电位异常，根据表层岩石出露层的电位梯度与海水中的电位梯度相同。因此，自电位可以用来绘制硫化物的出露范围，并且可能比单用电阻率法来得更容易。

最近，采用电阻率……测量了位于 26°N 大西洋中脊处的热液活动区的电阻率。有两个电极排列……，一个长约 [illegible] m，另一个长约 150m（Von Herzen 等，1996）。在一个已知富含硫化物的……（表 9.2）周围的海底上作业，通过……测得的视电阻率（0.18~0.21 Ω·m）与海水的一样，与有大量黄铁矿和黄铜矿存在的区域的是一致的。玄武岩的视电阻率要大一个数量级（……）……Ω·m，……。孔隙度约为 20%，这比利用……计算所得到的值要高，但与用重力及地震方法在底部所测的值相同。

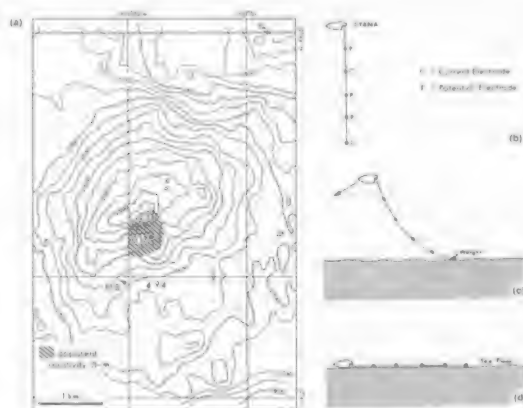


图 9.7 (a) 利用水下装置 Cyana 在东太平洋海隆轴部进行电阻率测量的位置。图中等深线间隔是 2m，实心圆表示水下装置位置，……表示海底上……装置电极排列的方向。视电阻率的单位为 Ω·m。阴影部分是……矿体可能的出露地点。(b) 水下装置 Cyana 上升、下降时的电极排列示意图（据 Francis，1985），经 Kluwer 学术出版者的允许后引用

9.5 感应极化法

[illegible]

[illegible] 加而减小。

[illegible] 除以电压 V_c 之值，V_c 是流经两电极之间的电压

$$C_H = \frac{1}{V_c}\int_{t_1}^{t_2} V(t)dt \qquad (9.13)$$

矿物和岩石的电容量见表9.3。

[illegible] 由下式计算而得：

$$\mathrm{PFE} = 100(\rho_{LF} - \rho_{HF})/\rho_{HF} \qquad (9.14)$$

[illegible] 行归一化：

$$\mathrm{MF} = 2\pi 10^5(\rho_{LF} - \rho_{HF})/\rho_{LF}\rho_{HF} \qquad (9.15)$$

[illegible]

表9.2 [illegible]

海底	测量电极间距（m）	电阻率（Ω·m）	误差估计
玄武质枕状熔岩	6	2.35	±30%
玄武质枕状熔岩	7	2.07	±15%
硫化物	8	0.210	±35%
硫化物	40	>0.22	—
硫化物	20	0.175	±15%
硫化物	60	>0.31	—



图 9.6 [illegible]（Telford 等, 1990; [illegible], 1991），经 Blackwell Science 和剑桥大学出版社允许后引用。

表 9.3 矿化和蚀变岩石的电容量（Telford 等, 1990），经剑桥大学出版社允许后引用

矿物名称	电容量（ms）
20%硫化物	2000－3000
8-20%硫化物	1000－2000
2-8%硫化物	500－1000
砂岩、粉砂岩	100－500
密集的火山岩	100－500
页 岩	50－100
花岗岩、花岗闪长岩	10－50
石灰岩、白云岩	10－20

* 用 60s 的电荷时间作的测量 [illegible]

表 9.4 矿物和岩石的金属系数（Telford 等, 1990），经剑桥大学出版社允许后引用

矿物名称	金属系数（Ω/cm）
块状硫化物	10000
块状磁铁矿	3-3000
散粒硫化物	100-1000
粘 土	1-300
凝灰岩	1-100
前寒武纪片麻岩	10-100
花岗岩、二长岩、闪长岩	0-60
片 岩	10-60
火山熔岩	1-10

[illegible]

9.6 大地电磁法

9.6.1 引言

[illegible]

磁场的变化规律可由以下麦克斯韦方程组描述：

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{（法拉第定律）} \quad (9.16)$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{（安培定律）} \quad (9.17)$$

$$\nabla \cdot D = q_v \quad \text{（库仑定律）} \quad (9.18)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad \text{（连续磁通量定律）} \quad (9.19)$$

其中，E 为电场强度（V/m）

B 为磁感应强度（T）

H 为磁场强度（A/m）

D 为电位移（C/m^2）

J 为电流密度（A/m^2）

q_v 为电荷密度（C/m^3）

[illegible]质有：

$$D = \varepsilon E \quad (9.20)$$

$$B = \mu H \quad (9.21)$$

$$J = \sigma E \quad (9.22)$$

其中，σ 是电导率系数（S）

ε 为介电常数（F/m）

μ 是磁导率（H/m）

电磁场满足下面的方程（Ward and Hohmann，1987）：

$$\nabla^2 \mathrm{E} + k^2 \mathrm{E} = 0 \qquad (9.23)$$

$$\nabla^2 \mathrm{H} + k^2 \mathrm{H} = 0 \qquad (9.24)$$

其中，k [illegible]：

$$k^2 = \mu\omega(\varepsilon\omega - i\sigma) \qquad \text{实数项 } k>0 \qquad (9.25)$$

$$k^2 = -i\mu\omega(\sigma + i\omega\varepsilon) \qquad \text{虚数项 } k<0 \qquad (9.26)$$

式（9.25）中的 [illegible]

[illegible]

[illegible] 阻率为 ρ 的均匀半空间有：

$$z = k_m(\rho/f)^{1/2} \qquad (9.27)$$

其中，[illegible]

[illegible]

[illegible]

(Ed. J. A. Jacobs), 1987, 经 Academic Press Limited 出版社许可.

Tucson
Mazatlan
Cluster A
EPR
Mexico City
Cluster B
1
2
H
D
Z
T
E

[illegible]

Press Limited 出版社许可.

9.6.2 测量

[illegible]

[illegible]

9.6.3 利用电导率结构测定其它物理量

[illegible]（mV/km）与磁场的振幅F（nT）之间有下列关系：

$$\rho_a = (0.2/f)(E/F)^2 \qquad (9.28)$$

其中 ρ_a [illegible] (Hobbs and Marinelli, 1986) [illegible]业时可考虑其电阻率的横向变化。

[illegible] (Parker, 1980; Parker and Booker, 1996) [illegible]固有的非唯一性问题。

[illegible]能模型。

(a) (b) (c)

[illegible] 导率加定（据 Oldenburg 等，1984），经美国地球物理联合会许可.

9.7 磁测电阻率法

9.7.1 引言

[illegible] 更深构造体的电阻率响应.

[illegible]

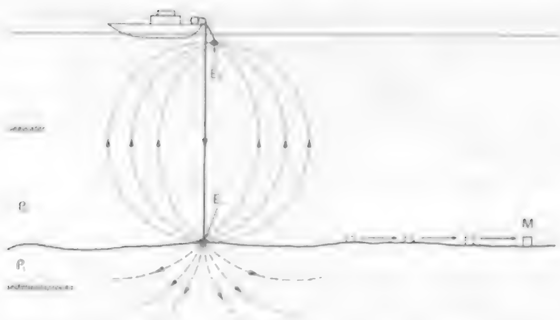


图 9.12 用来测量海底以下电阻率的 MOSES 方法的原理示意图，电流是通过垂直二极电缆穿入海底。进入海底的电流在接收点产生了方位磁场（据 Edwards，1988），经美国地球物理联合会允许可后引用。

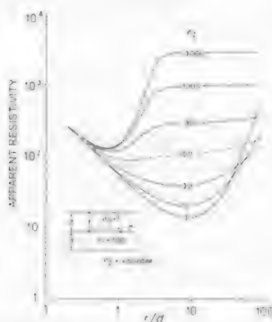


图 9.13 海中的垂直[illegible]

[illegible] 个稳态场，其视电阻率 ρ_a 为：

$$\rho_a = \frac{\rho_w \mu_0 I d}{4\pi r^2 F_\phi} \qquad (9.29)$$

其中，ρ_w 为海水电阻率，μ_0 为自由空间磁导率，I 为源极电流，d 为水深，r 为收发距离，F_ϕ 为磁场方位角分量。

图 9.14 [illegible]

9.7.2 仪器设备

[illegible]

9.7.3 观测

[illegible]

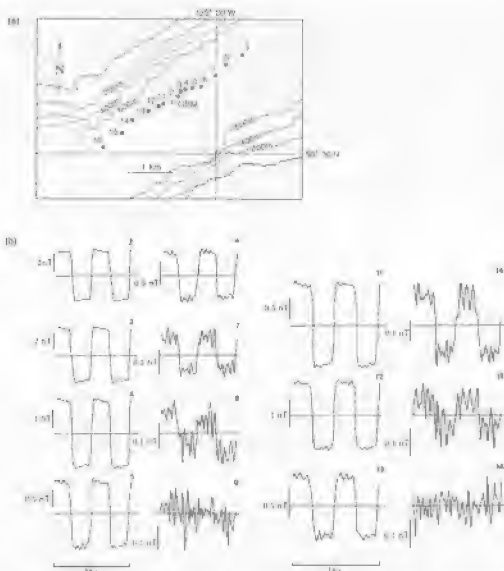


图 9.15 (a) 用 MOSES 技术在 [illegible] Bay) 海底的海底磁力仪(OBM)相对于接收点 2~16 站位的位置图；(b) 分别在 2~9 和 11~16 站位用 [illegible] 接收信号，[illegible] 记录到的磁场电分量变化情况(据 Edwards 等，1988)，经勘探地球物理学会允许引用

的较薄时，发现 15m 深处的沉积物电阻率从约 2 Ω·m 迅速上升至 120 Ω·m，上层电阻率与 Archie 公式 (1.9 Ω·m) 的松散沉积物的电阻率非常接近，该处相应的孔隙度为 38%，在 15m 处的电阻率上升也与永冻层顶部相一致。

9.8 可控源电磁法

9.8.1 引言

当电磁波穿过海洋时，在海底产生感应电流，该电流又产生与海底电导率相关的次级电磁场。虽然其中趋肤性是解释磁场观测资料的主要问题，但对一次和二次电磁场的组合测量依然是

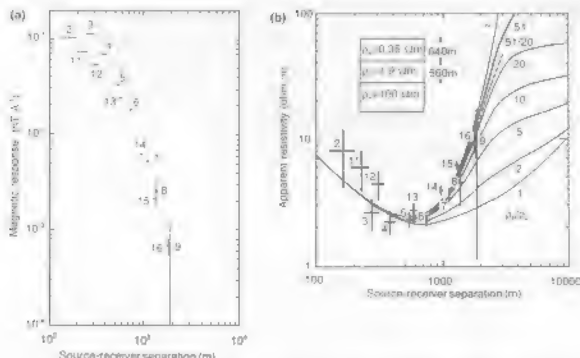


图9.16 （a）与图9.15a中在破碎点2-9和11-16处的发射电流正交的频率为0.125Hz处的磁场分量的分量。横轴为源-接收器间距。（b）Pasco海山0.125Hz时的视电阻率曲线与下伏高电阻率曲线的理论对比图。表层厚度为640m（据Edwards等，1985），经勘探地球物理学会允许后引用。

个很有效的方法。这种方法将传导率作为深度的一个函数。这种建立在分析方法基础上的传导率模型可以限定在简单的几何图形上，如柱状图、薄片图和半空间图。在测量更复杂的电导率分布时，既可以应用数值模拟的方法（如有限元法与有限差分法），也可以用近似参数拟合的方法（Hohmann, 1987; Everett and Edwards, 1991; Flosadottir and Constable, 1996）。另外，传导率也可以直接从电磁场的一个或几个分量计算出来，其中电磁场可表示为时间或者频率的函数。然而，由于电磁感应的反问题并不是线性的，所以对它进行求解是相当复杂的，但可以通过不断的更新线性化模型得到它的交互式解。

海底传导率是利用一般的简单线性几何关系来确定的。在频率低于100kHz的情况下地球物质的介电常数（10^{-10} F/m）可以被忽略（方程（9.20）和（9.25））。在传导电流支配位移电流的情况下，趋肤深度（skin depth）d_s可以表示为：

$$d_s = \left(\frac{\rho}{\mu\pi f}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9.30}$$

在d_s深度处电流振幅减小到其初始值的$1/e$（约37%）。其中，ρ为介质电阻率；μ为介质磁导率；f为电流频率。因为电流波是在一个非磁性的介质内传播的，因而μ即为自由空间的磁导率（$4\pi\times10^{-7}$H/m）。方程（9.30）可简化为：

$$d_s = 503.3\left(\frac{\rho}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9.31}$$

其中，d_s—米（m）；ρ—欧姆·米（Ω·m）；f—赫兹（Hz）。

因此，下发射机发出的电磁信号穿过高电阻率的基岩层和低电阻率的海水层后所得到的信号有非常明显的差异，200Hz 的电磁波在花岗岩（$\rho=10^5\Omega\cdot m$）中的有效穿透距离为 11.2km，50Hz 时为 22.5km；在海水中这两种电磁波的有效穿透距离分别为 17.8m 和 35.5m。为了测量在地面接收到的电流，一般采用将可控源电磁发射仪放在海底或接近海底附近，通过海水衰减器可以有效地去掉来自深海的高频干扰。但当将发射仪置于大陆架上时，由于来自浅海的信号穿过浅海低电阻率的介质而可能导致高频干扰信号的增强。

9.8.2 可控源电磁系统响应

可控源电磁测量方法可分为四类：水平双电极法（HED）、垂直双电极法（VED）、水平双磁极法（HMD）和垂直双磁极法（VMD）。

发射器和接收器一般具有相同的结构：由同一直线上的水平双电极、同一平面的垂直双磁极和共轴的水平磁偶三部分组成。发射器可以有两种控制模式：频率域系统发射一个单一频率的信号或者连续发射多个不同频率的信号，然后测量稳定状态响应；时间域系统发射一个瞬时的电磁场（通常是开与关或一正一负），所以瞬间的磁场的频率连续能谱可测定地球的响应。初次磁场会严重影响初次和二次磁场的联合测量结果，而时间域系统恰恰是可以避免初次磁场中的无规律性问题，所得结果与傅立叶运算相同。

图 9.17 给出了当海底传导率为 0.05 或 0.005（S/m）半空间上覆的传导率为 3.2S/m 的海水层发射 1Hz 频率的信号时，通过增加收发距而接收到的径向电场 Er 和垂向电场 Ez 的变化情况。海水和两个下半空间的相应趋肤深度分别为 0.28km、2.3km 和 7.1km。当收发距小于面间介质的趋肤深度时，平电场的衰减主要受海水传导率控制。在更大的范围内，下伏介质的传导率占主要地位，因而两种模式的差异随收发距的增大而增大。垂直电场对近于小范围内的低中传导率介质的影响，10km 以外两种模式的区别开始明显。

设计可控源电磁系统测量，通过研究不同收发距的模型场强图或将其转为频率的函数来分析它的结果（Sinha 等，1990；Everett and Edwards，1993）。图 9.18 中的曲线给出了传导率为 0.05S/m 的半空间示意图，其中都有深为 1.5km 或 3.5km 厚 1km 的薄层。一种情形为层的传导率比半空间的传导率高 10 倍，另一种情形为层的传导率为半空间传导率的 1/10（层的低传导率带）。这成传导率随范围增加而减缓其衰减速度，这主要是由于它可以引导电流。如果该层更深一点的话，对表面电场的作用将会更小，仅仅在更大范围才能明显起来。为了检测高传导率区域，比如 1km 深的低导阻区域，收发距必须大于 3km。如果这个区域在 3km 深处，则收发距至少是其 2 倍。如果层的传导率高于半空间，电场将在更大的范围内快速衰减。然而，由于层与半空间顶部之间的电场被截了波导，所以在较小范围内电磁信号将会加强。

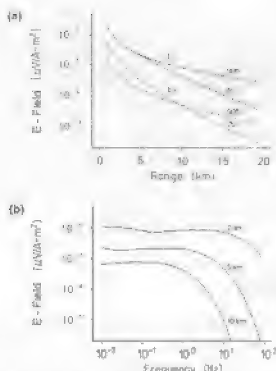


图 9.17 (a)径向电场 E_r 和垂向电场 E_z 在频率为 1Hz 时随距离的变化，海水的导电率为 3.2 S/m，下伏地层的导电率分别为 0.05 S/m 和 0.005 S/m；(b) 径向电场在测距分别为 2km、5km 和 10km 时随频率的变化情况，海水的导电率为 3.2 S/m，下伏地层的导电率为 0.05 S/m(据 Chave 等，1987)，经勘探地球物理学会允许后引用。

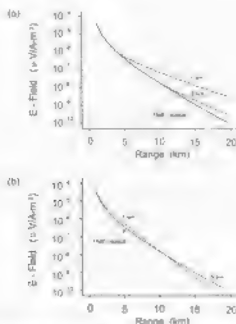


图 9.18 频率为 1Hz 时径向电场随测距的变化。(a) 图中的曲线表示为导电率为 3.2 S/m 的海水半空间和下伏导电率为 0.05 S/m 的半空间的电场变化，虚线为 1km 厚 0.005 S/m 导电率地层的变化，其中地层中心分别位于 1.5km 和 3.5km 处；(b) 为含 1km 厚 0.05 S/m 导电率地层的变化(据 Chave 等，1987)，经勘探地球物理学会允许后引用。

图9.19给出了收发距为100m的情况下，双电极分别在不同传导率比值的两个半空间边界的瞬时反应。这两个半空间分别代表海水和较低传导性的岩石。大约经过2个阶段(约10ms)电场达到它的直流值。由高斯电磁场的初始引起的初始传播约为直流值的一半。我们可以通过测量初始位移发生的时间得到海底传导率。第二个阶段(约0.1s)由电磁波在水中的传播引起的，主要由海水的传导率决定。场的性能满足于早晚两阶段响应的总和：前一阶段很大程度上受海底传导率的控制，因此可以通过假定水层是良导体得到响应值，而后一阶段的结果很大程度上受海水传导率的控制，所以可以通过假定海底是绝缘体得到响应值。水平磁极的响应基本相同(Cheesman等，1987)。建立海底以下区域的传导模型时采用早期阶段的瞬时值就足够了，因为后阶段的信号对海底传导率的依赖程度较小。

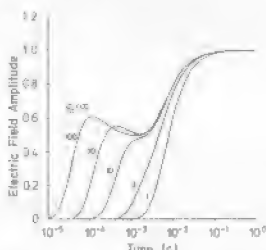


图9.19 界面处共轴双偶电极在代表基岩上的海水两半空间的瞬时阶梯响应。假设上半空间的导电率为3 S/m，收发距为100 m，电场的振幅统一规定为每1V/m时的值。图中显示了不同导电率比时的情况(据Edwards等，1988，经勘探地球物理学会允许引用)

9.8.3 海底静态测量法

C.S.Cox等人1986年就已经设计出用于海底测量的水平双电极系统，发射线由500～1000m长的绝缘电缆组成，且电缆两端装有15m长的不锈钢电极。发射能量通过一个置于两艘浮标或船上的15～30kW的发射器发射，信号通过绝缘导电电缆到达，经过整流电路合成后的波的频率介于1/16和16Hz之间。

先用低噪、低电阻的Ag-AgCl电极测量离发射源1～20km内的场梯度，并以数字形式存储于底部记录仪中。R. D. Young和C. S. Cox于1981年在东太平洋海隆使用了短距离电场记录器，这种仪器由两正交的刚性天线组成且天线末端装了Ag-AgCl电极，天线长9m，是锚系统的一部分。S. Webb等人又于1985年研制了一种长天线电磁记录仪，它由200～300m长的铜线和Ag-AgCl电极组成，工作过程中船慢慢前进，记录仪随着拖曳于船尾的天线被慢慢放下。当记录仪位于海底时，整个系统慢慢展开，两电极的方向和位置通过声学系统定位。

9.8.4 拖曳式可控源系统

拖曳式主动源大地电磁波系统已被用于圈定一些海底的特征，包括岩浆体、硫化物、沙矿和含油层等。R. S. Sinha 等（1990），S. Constable and C. S. Cox（1996）介绍了一种使用拖曳于海底附近的水平双电极发射器和海底接收器的仪器，用以测量水平电场的。Sinha 等设计的这套仪器由一个中性浮力的发射器和一系列自由下沉的仪器包组成，可同时记录海底电场（图 9.20）。两根电缆将一个电子控制器和两个 6m 长的铜管电极连接起来，两个电极相隔 20m 作为发射器使用。将船上 250Hz 供电电源（约 2000Vrms）电源产生的电流通入电缆，然后逐渐降压得到一系列正负周期或负半周期的电流传输给发射天线。再控制产生成形并正弦特性的交变周期电流，然后产生成形波，这些波在设定范围内的信号频率变化，频率介于 0.25Hz 和 8.0Hz 之间的波已经用于了试验。拖曳鱼中频率为 3.5kHz 和 7.0kHz 的单波束回声测深系统主要用于监控天线离海底的高度并记录各沉积层的近似厚度。



图 9.20 低频海电磁测深系统。经 Kluwer 学术出版社允许引自 Sinha 等，1990。

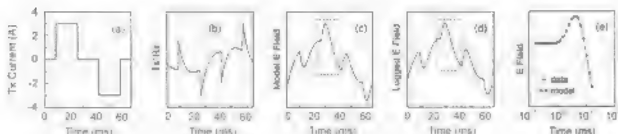


图 9.21 在 2km 深处的海水中寻找高导目标体时解释瞬时数据的一种方法：(a)瞬时电流变化，其电流变化同时在发射器的偶极中产生；(b)……的导数；(c)与模型脉冲响应的褶积得到的接收器中的合成电场变化；(d)发射信号第一个完整的电场变化与记录在对数图上的海底电场变化进行对比(e)（据 Cairns 等，1996）。经美国地球物理联合会允许引用

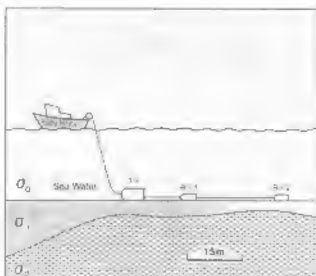


图9.22 拖曳式水平双偏极系统，其中 T_x 为发射器，R_{x1} 和 R_{x2} 为接收器（据 Cheesman 等，1993，经 Elsevier Science 允许后引用）。

各个电场接收器先数字化正交电极对的电压差再将它记录下来，穿过海水的天线设计成垂直串，当到达海底时，电极臂向下折叠并在海底形成间隔为 12.5m 的跨距，多孔陶瓷的 Ag-AgCl 电极安置在电极臂末端，电极臂射孔以给出电缆和海水间紧密的电接触。该套仪器还有一个磁罗盘，用照像来记录电极臂方向，然后通过声学释放回收。

瞬时双电偶极子装置由各自独立的一套发射—接收单元组成。它已经安装在阿尔文载人深潜器上，测量了 26°N 大西洋中脊 TAG 区热液硫化物出露处的电阻率（Cairns 等，1996）。每套仪器均包含两个由微处理器控制的发送和接收频道，Ag-AgCl 电极作电极接收来自发射器的双极平面波，测量时将接收器置于海底并使其在离发射器 70m 的地方与发射器一起转动。图 9.21 给出了测量场的情况，同时也描绘了得到海底电阻率的整个过程。模型的响应首先是通过转换发射器的电流变化信号与接收器的脉冲响应而得到的，然后再将模型的脉冲响应褶积合成信号（图 9.21c），再通过选择与瞬时信号第一阶段相应的电流变化值，给合成信号和实际信号在对数图上进行对比（图 9.21d），开始时假设传导率是一致的，如果拟合结果不好的话则再引入一个两层模型。大多数块硫化物的电阻率介于 0.06 到 0.7Ω·m 之间，比海水的 0.3Ω·m 要低。较低的电阻率（0.0932Ω·m）与该区大量的硫化物沉积有关；而角砾岩的电阻率则较高，这主要是由于其含有硫化物和硬石膏的缘故。

时域水平双偏极系统主要由一个发射线圈和两个接收线圈组成，在研究加拿大西海岸的传导率分布时将系统以 1m/s 的速度拖曳于海底（图 9.22；Cheesman 等，1993）。发射线圈中的电流每隔 0.5ms 转换一次，接收线圈读数以 10 秒间隔记录。图 9.23a 是双半空间模型的瞬时理论曲线，该模型代表电阻率分别为 1、3、10、20 的海底以上的海水。海底电阻率越大所产生的信号衰减越快，振幅也越高。图 9.23b 给出了通过曲线拟合的电阻率来得到的记录信号情况。电阻率另与通过地震法得到的沉积物厚度密切相关，它从高电阻出露基底的 20 变到上覆 25 米厚沉积物海底的 2 左右。

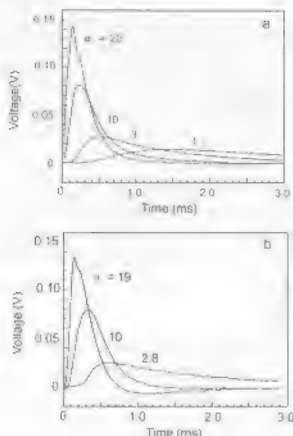


图 9.23 (a) [illegible]，[illegible]电导率分别为 1、5、10 和 20 的[illegible]。(b) [illegible]。图中给出了[illegible]（据 [illegible] et al., 1987，[illegible]地球物理学会允许后引用）。

第十章 海底放射性勘查

10.1 引 言

基于近地表放射性元素的土壤含量，地面放射性调查为探测岩性变化提供了一种快速的手段，而且也为寻找有经济价值的矿物提供了强有力的方法。假如岩石含有一种自发衰变元素 ^m_nX（n为质子数，m为质量数），它就会发射出α粒子、β粒子、γ射线。α粒子是带正电的氦核（^4_2He），是元素X衰变产生新元素Y时所释放出来的。如下：



$$^m_nX \rightarrow ^{m-4}_{n-2}Y + ^4_2He$$

带负电的β粒子是在中子衰变为质子和电子时产生的，同时元素X的质子数增加1，质量数保持不变，如下：



$$^m_nX \rightarrow ^m_{n+1}Y + e^-$$

γ射线是频率大于[illegible]Hz的电磁波，是K层电子俘获过程中放射出的高能电子流，此时电子从最里层的K层进入到原子核。



$$^m_nX + e^- \rightarrow ^m_{n-1}X$$

α粒子、β粒子这两种辐射性粒子是高度电离的，不到1mm厚的水层就能有效地吸收α粒子，β粒子在岩体或流体中穿越几十厘米就损失掉大部分能量，这样它们只能在[illegible]的传感器探测到。[illegible]不带电的高能γ射线在穿越几百米空气或几十厘米水后才能被完全吸收，这些粒子发射时的能量是放射源的特征，因此通过测量γ射线的能量可以确定产生辐射的同位素。在地球物理勘探工作中，我们关注0.1~3MeV这个能量范围。

对于海底勘探，已经比较好地建立了放射性勘探方法，虽然这种方法在海洋调查中并不常见，但是它在大陆架和一些浅海区域提供了很有价值的岩性指标。在[illegible]之前，我们先来讨论这种勘探技术的基本原理。

10.2 地球内部γ射线的放射

自然界中有20多种元素具有放射性衰变特性，但是其中只有钍、铀、钾的元素丰度较高，足以应用于地球物理勘探中。它们在火成岩和沉积岩中的丰度由表10.1给出，含有这些元素的主要矿物由表10.2列出。含钾的矿物在火成岩和沉积岩中比较常见，含铀的矿物在有机质丰富的沉积层中富集，钍和铀也存在于某些碎屑矿物中。表10.3给出了一些主要岩石的平均放射性。[illegible]是识别岩性的γ放射源。含20ppm以上[illegible]的磷块岩[illegible]是重要的放射性[illegible]之一，它们富含铀，通常含量超过100ppm，相比之下，[illegible]含铀量少于3ppm。[illegible]

表 10.1　火成岩、沉积岩中放射性核的含量（据 Klement, 1982）

放射性核素	超基性岩 (ppm)	玄武岩 (ppm)	花岗岩(高钙) (ppm)	花岗岩(低钙) (ppm)	页岩 (ppm)	砂岩 (ppm)	石灰岩 (ppm)
^{40}K	0.0047	0.98	2.97	4.96	3.14	1.26	0.32
Th	0.004	4	8.5	17	12	1.7	1.7
U	0.001	1	3	3	3.7	0.45	2.2

表 10.2 放射性矿物（据 Telford 等, 1990, 经剑桥大学出版社允许后引用）

矿物	赋存
钾	
1、正长石，微斜长石，钾长石（$KAlSi_3O_8$）	酸性火成岩和结晶花岗岩主要成分
2、白云母($H_2KAl(SiO_4)_3$)	酸性火成岩和结晶花岗岩主要成分
3、明矾石（$K_2Al_6(OH)_{12}SO_4$）	酸性岩浆岩中变质成分
4、钾盐，光卤石（KCl，$MgCl_2\cdot 6H_2O$）	碱盐类沉积物
钍	
1、独居石（ThO_2+稀有元素磷酸盐）	花岗岩，结晶花岗岩，片麻岩
2、方钍石（$(ThU)O_2$）	花岗岩，结晶花岗岩，冲积矿
3、钍矿，铀钍矿（$ThSiO_4$+U）	花岗岩，结晶花岗岩，冲积矿
铀	
1、沥青铀矿（铀、铅、镭的氧化物+稀有元素）	花岗岩，结晶花岗岩和银、铅、铜的矿脉沉积物
2、钒钾铀矿（$K_2O\cdot 2UO_3\cdot V_2O_5\cdot 2H_2O$）	砂岩
3、脂铅铀矿（沥青铀矿变质物）	伴生于沥青铀矿

铀的两种放射性天然同位素 ^{238}U、^{235}U 分别衰变成为稳定的 ^{206}Pb、^{207}Pb。地球上绝大部分（99.3%）铀是由 ^{238}U 构成的，这种 ^{238}U 本身并不释放γ射线，但是它的几种"子产品"释放。而其中 [illegible] 在放射性勘探中具有重要性。^{235}U 在天然铀中含量只有 0.7%，而它的"子产品"释放的γ射线能量太低（0.026～0.35MeV），在勘探中没有意义。自然界中的钍以放射性同位素 ^{232}Th 存在，它衰变成铅 ^{208}Pb，同时"子产品"释放出γ射线。钾只有一种放射性同位素 ^{40}K，占天然钾含量的 0.012%。11% 的 ^{40}K 原子核通过"电子俘获"衰变成 ^{40}Ar，同时发射出单一的 1.46MeV 的γ射线光子。在绝大部分 ^{40}K 原子核通过发射电子衰变成 ^{40}Ca。

表 10.3　岩石的本底放射性

(Telford *et al.*, 1990，经剑桥大学出版社许可引用)

岩性	放射性($Curies/g \times 10^{-12}$)
火成岩	
花岗岩	0.7 ~ 4.8
玄武岩	0.5
沉积岩	
石灰岩	0.4
砂岩	2 ~ 4
白云石	8
变质岩	
石英岩	5.0
板岩	3 ~ 8

图 10.1a、b 显示了铀、钍衰变放射的γ射线的理论的能谱的。图中的线谱不是实际观测到的，因为光子的初始能量在放射源内部，放射源至探头间的路途中，以及在探头内部，因光子的相互作用而衰减了很多。这涉及到了三种物理过程（图 10.2）。

1. 光电效应

γ射线的能量被原子的束缚电子全部吸收。这对于低能量（<0.2MeV）的γ射线来说是最常见的一种现象，对能量的吸收程度主要取决于介质的原子序数。

2. 康普顿散射

入射的γ射线能量部分地损失给电子，同时其路径发生偏斜。这种相互作用对于中等能量（0.2~2MeV）的γ射线起支配作用，而介质的原子序数对能量吸收的影响比光电效应中能量吸收的影响小得多。

3. 电子对的产生

入射的光子在靠近原子核处被电子所吸收，同时产生一个正负电子对。这种作用要求入射光子的能量大于电子对的静止能量。既然电子的静止能量是 0.51MeV，因而只有在入射光子的能量大于 1.02MeV 时才会产生电子对。这种电子对的产生就是高能γ射线与介质间的主要相互作用形式。

用于确定所有的放射性探测器一般记录的伽玛射线能量范围是 0.3~3MeV，在这个能量范围里康普顿散射占优势（图 10.2）。散射产生一个连续能量谱或背景连续谱，并叠加于图 10.1 上的特征峰或线谱相关。背景谱的谱形不仅仅是放射性元素数量的函数，而且与探头的距离、放射源的几何形状、源和探头间介质的厚度有关。^{40}K 的峰，在 1.46MeV 处有个明确的谱峰（图 10.3）。

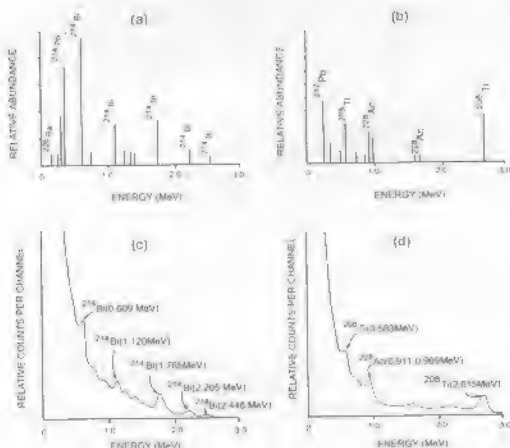


图 10.1 [illegible] (据 [illegible], 1980); [illegible] 2008.

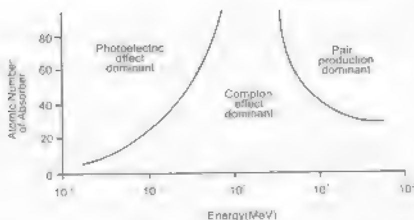


图 10.2 [illegible]

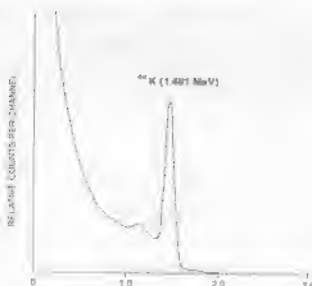


图10.3 钾元素的伽玛能谱图（据Grasty, R.L. 和Minty, B.R.S., 1995）

10.3 伽玛射线的衰减

伽玛射线的强度随着在介质中穿越的距离呈指数衰减，其公式如下：

$$I = I_0 e^{-\mu(\rho)x} \tag{10.1}$$

这里I_0是初始强度，I是穿越距离x后的强度，$\mu(\rho)$是线性吸收系数。半衰距$x_{0.5}$是伽玛射线衰减到一半时所穿越的距离，由下式给出：

$$x_{0.5} = 0.693 / m_\mu \rho \tag{10.2}$$

这里m_μ是质量吸收系数，ρ是介质的密度。对于一种元素，m_μ和吸收截面α_μ有如下的关系：

$$m_\mu = N_a \alpha_\mu / m \tag{10.3}$$

这里N_a是阿伏伽德罗常数，m是原子量。如果介质是由几种成分组成，那么：

$$m_\mu = m_{\mu 1}\alpha_1 + m_{\mu 2}\alpha_2 + \dots + m_{\mu n}\alpha_n \tag{10.4}$$

这里$m_{\mu i}$是第i种组分的质量吸收系数，α_i是第i种组分所占的质量百分比。这样伽玛射线的穿透性就可通过上述公式来估计。对于一般岩石矿物和花岗岩，求出m_μ、ρ代入(10.2)式得到，其结果表明与组成和矿物组成不同，但半衰距基本一样（Dickson, 1986）。

表10.4列出了三种放射性同位素在空气、水、沉积岩、花岗岩中的半衰距。十分明显在接收到的放射性能量中90%是由上面几十厘米范围内产生的。这样用航空测量获得的伽玛射线强度仅与地面下200～300mm内的放射性元素有关。从表10.4我们看到在1.76MeV（铋的主峰）处，能量在空气中传播115m，或水中通过170mm，沉积岩中通过90mm后，其强度衰减至一半。

表10.4 γ射线的衰减(据Durrance, 1986; Grasty, 1979)

光子能量(MeV)	半衰距			
	空气[a](m)	水(mm)	泥岩[b](mm)	混凝土[c](mm)
1.46	102	118	58	53
1.76	112	130	64	58
2.662	137	160	78	70

[a] 空气的状态为0℃，760mm Hg，密度为0.001293Mg/m³

[b] 取自英国西南部的三叠纪泥岩，密度为2.30 Mg/m³

[c] 密度为2.5 Mg/m³

因此，如果以典型的150m净空距进行航测，对于能量为1.76MeV的光子接收到的能量大约是地面探测时的40%。当用于海上测量时，探头必须沉到海底，175mm才能接收到相同的能量。图10.5显示了水下铀矿测量得到的放射性光谱。对于沉积层覆盖的放射性岩层，仅几厘米厚的盖层就足以掩盖它的放射性信号。

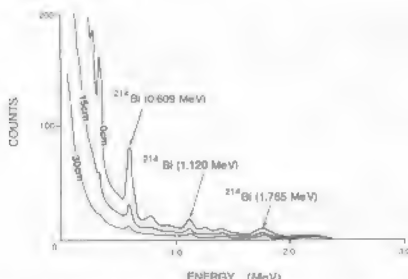


图10.5 被不同厚度水层覆盖的铀矿的γ射线能谱(据Dickson等，1979，经地球物理勘探学会许可引用)

10.4 γ射线通量的测量

地球表面放射的γ射线，常用闪烁计数器来测量。这种计数器里的碘化钠晶体或碘化铯晶体经过适当处理后，能将γ射线转换成光脉冲。假设γ射线被完全吸收，则光脉冲的强度正比于入射的能量。实际上，不可能达到100%的转换效率，因此需要对脉冲高度谱曲线形状作解释。光脉冲被反馈给光电阴极的光电倍增管，该管与计数电路相连。γ射线能量最终记录为1秒或1分时间窗内的计数数目。

形式最简单的闪烁计数器是测量一定能量范围内（一般是0.3～3.0MeV）的γ射线的总强度。不过，大多数的仪器都包括一个分离仪可以确定包含^{40}K、^{208}Tl（Th系列）特征谱峰（图10.1、10.3）能量带的射线强度。能量窗口一般设在1.37～1.57MeV（K）、1.66～1.86MeV（U系列）和2.41～2.81MeV（Th），这能使分散谱峰被记录时不受相邻谱峰的干扰。与每个能量窗相联系的计数数目一般可以显示为多通道条形图的通道，也可数字化记录。

10.5 元素丰度的估计

除了固体地球的放射外，所测的γ射线通量中还有非地质放射源的贡献，因此在从计数率推演出元素丰度前必须将非地质放射源的贡献排除掉。将闪烁计数器从海底提高几米，就可测出海水中的本底放射水平，在每一条测线的起点和终点，当计数器在水下穿越时都需要测量本底水平。本底放射主要来自于宇宙射线和计数器本身，其他可能的放射源是^{226}镭放射衰变产生的副产品氡(^{222}Rn)和核辐射微尘。

在深海的大多数地方，氡的γ放射一般可以忽略，因为它的半衰期只有3.825天，而且其短暂产品的主要影响——^{214}Pb（26.8分钟）、^{214}Bi（19.7分钟）比底部海水的更新率短得多。但是在热液活动区和大陆边缘的气或水渗漏区就要考虑其放射影响了。同样，底层水的弥散带电核放射微尘的一般主体^{137}Cs的半衰期较短多。在大陆架，如果滴浮和底海流沉积物强的混合效应，则来自于核试验、意外事故、废弃物等的放射不可能是主要的长期的水体本底放射成分。然而，在局部地区，核废弃物较快地溶入近海沉积层就会加强海底的本底放射水平（Jones等，1988）。

排除本底放射影响后，还要由考虑钾、钍、铀的γ放射谱的重叠才能从γ射线通量推导出它们的元素丰度。如图10.6所示，在1.76MeV处，以钍元素本身放射的γ能量，其计数率还不产生谱峰，但是其记录值却在该能量处有主宽峰的铀元素的约1倍。为了唯一化计数数目，在从每个能量带得出的数目被记录后，要减掉一个已知的总计数率部分或是"剥离校正量"。如果钍、铀、钾的真实计数数目是N_{Th}、N_U和N_K，那么

$$N_{Th} = N_{2.62} - B_{2.62} \tag{10.5a}$$

$$N_U = N_{1.76} - B_{1.76} - aN_{Th} \tag{10.5b}$$

$$N_K = N_{1.46} - B_{1.46} - bN_{Th} - cN_U \tag{10.5c}$$

式中$B_{2.62}$、$B_{1.76}$、$B_{1.46}$分别是在2.62MeV（钍的主峰值）、1.76MeV（铀的主峰值）、1.46MeV（钾的主峰值）处的本底计数，a、b、c是"剥离"（校正）比。"剥离"比因探头而异，理想的确定方法是选择一个包含已知量放射元素的海底，让探头与海底接触，进行测定。实际工作中，是在空气里借助于一个掺有放射性元素杂块的水泥垫子来标定的。在1MeV能量以上，出现几米厚的水层并不显著地影响伽马射线谱的形状。然而，由于海底和探头间海水对伽玛射线的衰减作用，对之校正仍是必需的。既然放射源精确的几何形状不可能知道，特别是在地形不规则地区，因此通过这种方法得到的元素丰度值必须慎重对待。

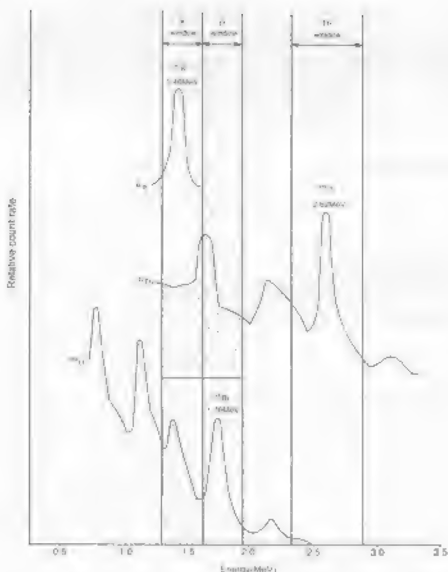


图 10.5 [illegible]的 ^{40}K、^{232}Th 和 ^{238}U [illegible]谱图。竖直线为[illegible]（据 [illegible], 1976 in Durrance, 1986）。

10.6 用于海底勘探的伽玛射线探测器

10.6.1 大陆架上的点场观测

最早的一些海底放射性测量是 1970 年由 [illegible] 在[illegible]的区域上进行的点场观测。[illegible]一个合金管中，用一根电缆[illegible]海底（如图 10.6）。在每点上观测[illegible]。

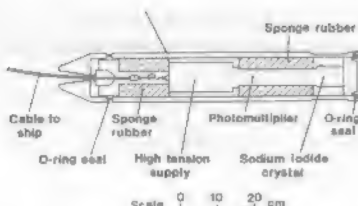


图10.6 用于大陆架放射性测量的闪烁计数器（据Summerhayes，1970）

I.E. Noakes 等于1971年在佛罗里达近岸海域做的一项试验中曾利用静止的γ射线探测仪进行观测。这个探测仪包含一个65cm³大小的锗（锂）传感器和一个低温恒温器，而探测仪被安置在一个固定于三角架上的不锈钢容器里。在船上通过液氮将传感器维持在−180℃的工作温度上，除去冷却剂时传感器可以留于海水中长达24小时，而此后，又必须将其重新冷却。探测仪通过电缆放于放到海底，回传信号由电缆传到船上的谱析仪。

10.6.2 用于大陆架勘查的拖体式闪烁计数器

最早制造的拖体式闪烁计数器之一是用于比利时等的岩性勘查中的（Bastin，1971）。几乎在同时，J. M. Miller 和赛姆（Symons）也制造了一个底拖式仪器，该仪器包含一个76×76mm NaI（Tl）探头和关联电路，在该两部分与一个高压电源一起安置在一个密封的不锈钢管中（图10.7；Miller，Symons，1973；Miller 等，1977）。探头里包含一个1000eV ^{241}Am 放射源来作为晶体中参照能量的参考。探头系于一个850m长的铠装电缆上，同时它又和一条约300m长的电缆一起封入一根灵活的软管中以便减少被岩石露头和其它障碍物钩住的危险。软管里有两条20m长的钢链穿过，以便使得软管具有和主牵引电缆一样的拖曳力。通常以大约2.6m/s（大约5节）的速度拖动探头沿海底前行。

仪器的脉冲被输入船上的四通道的脉冲高度分析仪，该分析仪能把0.100–3.000MeV的γ线总的能量范围、1.310–1.610MeV（^{40}K）、1.620–1.940MeV（U：^{214}Bi）和2.475–2.970MeV（Th：^{208}Tl）这四个能量段。每个通道的输出结果又输入给记数率计和定标器，然后在条带图记录纸上显示计数率。以1分钟和10分钟的周期记录来自定标器的数据以产生基本的海底放射水平等值线图。使用这种仪器探测放射性异常的例子见第10.7节。

19世纪70年代初期 I.E. Noakes 等也开发了一种底拖式闪烁计数器，这种计数器与刚刚描述的那种计数器的不同之处在于：它的NaI（Tl）传感器是安置在一个金属滑橇上，这就减少了避免仪器被磕碰的危险；脉冲只在两个能量段记录，以1MeV为界限。使用这种计数器在佛罗里达滨海的艾米里岛附近探测到了富重矿物砂积层的强伽玛放射。J. L. Duncher 等（1975）也设

计了一个牢固的拖曳式闪烁计数器。这种计数器包含两个NaI(Tl)探头，大小分别为75×75mm、150×100mm。大小探头分别使用50s、30s的计数时间，约1m/s的速度拖曳行，该仪器曾用于法国附近地中海海岸的岩性差异调查。

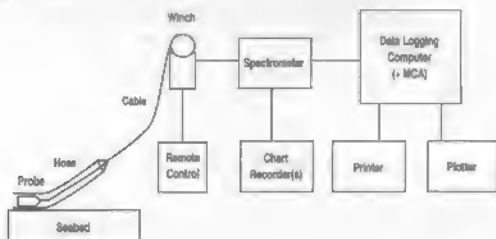


图10.7 用于大陆架勘查的拖曳式闪烁计数器系统的结构简图，MCA指多道分析仪(经R.G. Jones和英国地调局局长许可引用)。

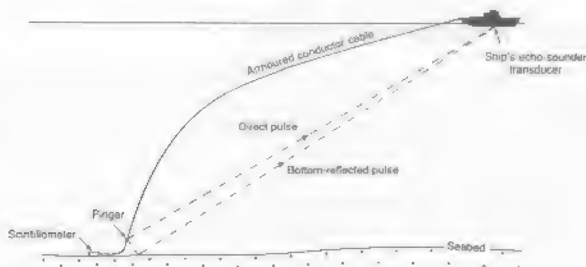


图10.8 拖曳式闪烁计数器进行深海底放射性勘探工作示意图(据Jones，1994)

10.6.3 用于深海调查的闪烁计数器

人们设计了一种拖曳式的总数闪烁计数器用于深海勘查，其装配方式见图10.8所示。一个NaI(Tl)探头、光电倍增管和电源以紧凑式安装在一个足以在6000m海水中工作的耐压容器中。仪器记录0.08～2.5MeV能量带内的脉冲，以100s的间隔输出标定的计数数目。计数值储存在耐压容器中，也通过8000m的铠装电缆传送到船上。通常以约1.0m/s的速度拖行仪器前进。同时

保持中部的NaI(Tl)探头距海底200mm。为了保证电缆足够长以使探头距海底200mm，需要将一个10kHz的声脉冲发射器绑于仪器附近的电缆上，持续地监视它的直达信号与海底反射信号的时间差。

B. S. Strakos 等(1992)已经使用阿尔文深潜器的总数闪烁计数器在一系列的潜水作业中调查了太平洋东北部胡安德富卡海脊上的热液喷溢区。计数率被输入到通用数据记录仪以便与视频海底图像叠合在一起。在距离重晶石沉积2.1m处探测到了异常高的计数率，而该沉积物含有大量镭 ^{226}Ra。

10.7 近海放射性勘探实例

10.7.1 北海

使用闪烁计数器在不列颠周围所有的几条测线显示某些区域海底放射性伽玛的总通量比海水本底放射水平高数倍。在英格兰东北的北海就有这样的一块区域，在那里，含磷酸和黏土构造的三叠纪和侏罗纪沉积层出露于潮流冲刷的海底（图10.9）。图10.10显示了一段距海岸10到15km测线上连续50s记录的总计数率的变化，同时还表明了从近似"剥离"校正得到的海底铀、钾元素的含量。

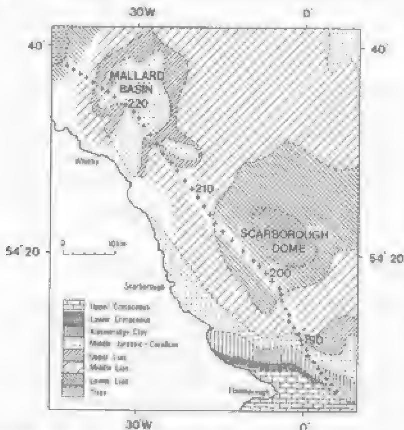


图10.9 英格兰东北部近海与海底地质相关的放射性勘探测线的位置。测线上的数字表示与图10.10中的统计剖面标示的数字位置相同（据Miller and Symons, 1983）。

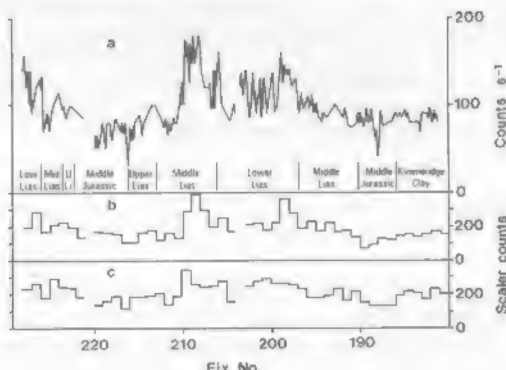


图 10.10 英格兰东北部近海放射性勘探的结果：(a) 总计数测剖面；(b) 面向"剥离校正"确定的"铀"剖面；(c)"钍"剖面。放射元素的计数时间为 100s。剖面位置见图 10.9（据 Miller and Symons, 1973）。

放射性剖面清楚地表明了与褶皱构造（在约克隆起和克利夫兰盆地周围有三叠系和侏罗系单元重复出现）有关的地方出露中侏罗纪放射性弱的石灰岩和铁质砂岩、页岩，在那里测到低γ计数率。相反的是，主要由含铀海相页岩构成的下、中里阿斯统地层被测到高水平的γ放射计数率的波动可能是由于交替的石灰岩和泥质沉积岩造成的。铀峰与高铀钍比相对应，而高铀钍比正是海相页岩的特征。在侏罗纪岩层出露的地方，铀钍比降低，低铀钍比是浅水砂岩的特征。这些勘查剖面提供了拖曳式闪烁计数器用于海底测量勘查可行性的最早例证之一。

10.7.2 海格福热斯花岗岩：不列颠西南的水下岩基

在不列颠西海 50°N, 8°W 附近的大陆架外部，测量到了高放射性，在那里是被称为海格福热斯的巨大花岗岩体露头形成的水域到海底（见图 10.11）。这个侵入体是大陆架下自东延伸到英格兰西南的基岩延伸体的主要部分。海格福热斯花岗岩是晚古生代（～280Ma）的岩体侵入到泥盆纪和更新的地层的褶曲中形成的古生代的板岩岩体中。作为 20 世纪 80 年代英国地质调查局进行的大陆架制图项目的一部分，D.G. Jones 等用与图 10.7 相似的闪烁计数器勘查了花岗岩的分布和成矿作用。图 10.12 就是由这次调查的 3.5～4.0km 间距的网格和一条剖面数据绘制的全计数等值线图。

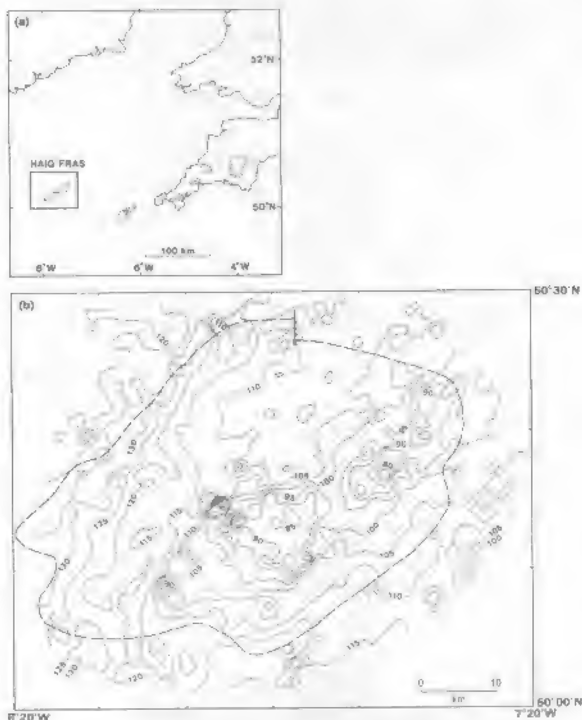
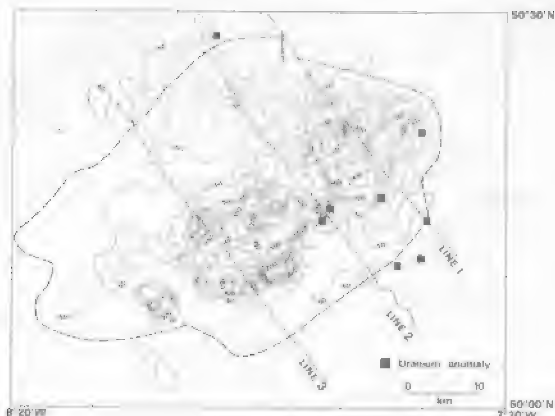
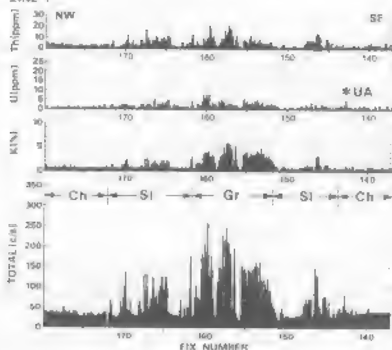
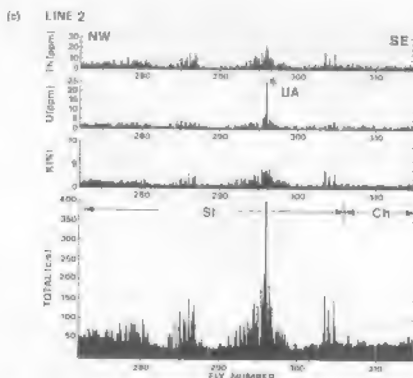


图 10.11 (a) 海格弗拉斯花岗岩体在英国西南近海大陆架上的位置，其它花岗岩产状的总体四周被显示；(b) 海格弗拉斯花岗岩体附近地区的水深分布，虚线范围表示岩基顶部附近和花岗岩地区可能出露的古生代岩石露头（据 Jones et al., 1988）


(a)
50°30'N
LINE 1
LINE 2
LINE 3
Uranium anomaly
0
10
km
50°00'N
8°20'W
7°20'W


(b)
LINE 1
NW
SE
Th(ppm)
U(ppm)
*UA
K(%)
Ch
SI
Gr
SI
Ch
TOTAL(c/s)
FIX NUMBER



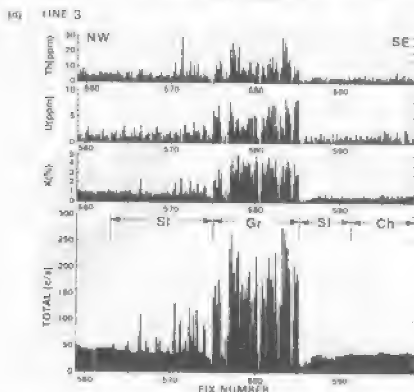


图 10.12 (a) 寿喀福勃斯花岗岩体区航空伽玛能谱计数器测量的总计数率（单位：个/秒）等值线图，被绿帷的古生代板岩的边界用虚线标出。(b)-(d) 总计数率和钍、铀、钾沿测线 1、2、3 的剖面。岩性表示如下：Ch: 白垩；Sl: 板岩；Gr: 花岗岩。UA 铀异常（据 Jones et al., 1988）

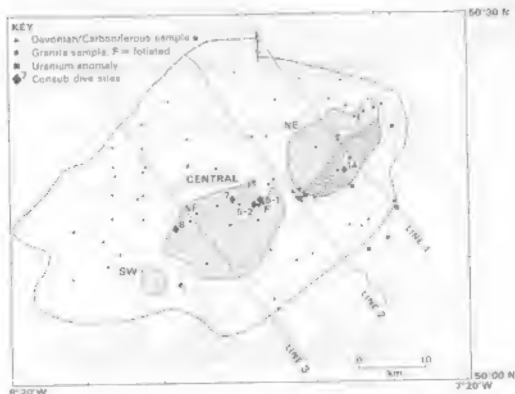


图 10.13 海格福地层花岗岩体附近的海底地形，淡阴影区表示的是高γ放射区，浓阴影区表示低放射性的花岗岩露头区；虚线范围为古生代板岩的边界，放射性探测剖面 1、2、3 可在图 10.12 的样品点位，包括一个无人深潜器（Consub）的采样点也在图中给予了标注（据 Jones et al., 1988b, 经 Geologists' Association 许可引用）。

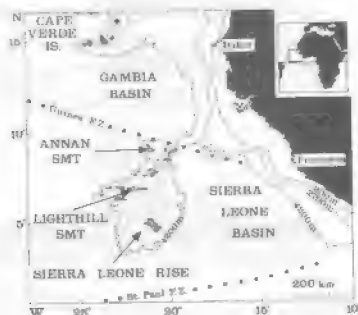


图 10.14 Annan、Lighthill 海山在赤道大西洋的位置示意图（据 Jones, 1989，经美国地球物理学会许可引用）

表 10.5 [illegible]（见图 10.15）

	样本站点								
	1	2	3	4	7	8	[illegible]	10	11
岩性*	C	[illegible]	L	C	PL	PL	[illegible]	[illegible]	[illegible]
P_2O_5 (%)	0.16	0.12	0.13	0.41	28.58	14.47	33.27	0.34	0.45
U (ppm)	[illegible]	[illegible]±0.1	[illegible]	[illegible]	[illegible]±0.2	[illegible]±0.2	[illegible]±0.1	[illegible]	[illegible]
Th (ppm)	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

* C，碳酸盐软泥； L，石灰石； PL，磷化石灰石。

[illegible]

[illegible]

[illegible]性也可能是富铀的含磷沉积引起的。

10.7.3 深海放射性探测剖面

[illegible]

[illegible]

为早第三纪的磷灰岩，其约有 40~60Ma，是由较厚的珊瑚礁石灰岩磷酸盐交代而形成的。这些珊瑚礁石灰岩是在海山与海平面相近时堆积的。磷酸盐岩石含有 85ppm 的铀，而小于 3ppm 铀含量的远洋碳酸盐软泥覆盖区则完全被磷酸盐岩屑所覆盖（表 10.6）。钍元素在所有海山样品中含量都较低（<3ppm），对海底放射性贡献很小。

在这些研究中，由于电缆收卷时只允许拖曳速度限制在大约 1.5m/s，所有数据采集都较慢，尽管速度慢，观测量少，但事实证明，用铁锚网对拖曳测线进行测量，所获的大量数据对于深海海底探测也同样可行。当"阿尔文"号载人深潜器在胡安德富卡海岭水域处下潜时，D.S.Stakes 等（1990）探测到热液沉积物有强烈的放射性。这一发现表明将深海放射性探测运用于海底火山沉积物的研究是很有意义的。

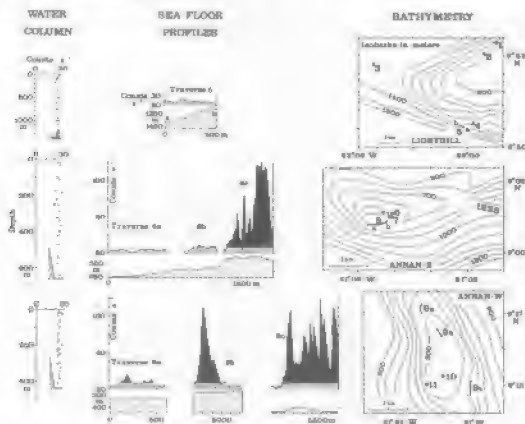


图 10.15 Annan、Lighthill 海山上的海底计数器拖曳测线，阴影区表示水深中的总计数率大于海水背景放射值。海底拖曳测线的编号 1~4、7、10、11、12 及 5 即四条计测线 S（见表 10.6）（据 Jones, 1989，经美国地球物理联合会许可引用）。

第十一章 海上钻孔中的地球物理观测

11.1 引 言

在石油勘探中，大陆架钻探已有几十多年历史。深海钻探的时间较短，开始于1961年，在水深3.6km的瓜达卢佩岛和墨西哥瓜达卢佩海面之间的海域，利用改装的驳船CUSS I号对沉积物和玄武岩基底进行了调查。这也是揭露海底岩下莫霍不连续面的MOHOLE计划(Horton 1961)的开始。虽然计划最初因为财力问题而被迫放弃，但在二十世纪六十年代后期深海钻探得以恢复，并在以后在2000m以深的水深处完成了1000多口钻井。因为不管是浅水还是深水都有一部分不能完全取样，所以钻井工作中就包括一项重要的过程：利用地球物理方法在钻孔内测量围岩的特性。通过电缆线把传感器放到井中并记录围岩的响应；一些传感器可能留在井中，以观测岩层特性随时间的变化或者进行距井一定距离的区域调查。

根据下列前提条件来设计井下设备：

1. 钻孔的几何形状；
2. 井周围的电特性；
3. 放射性强度，包括自然放射性衰减和人工放射的伽玛射线和中子射线；
4. 钻孔壁附近弹性波的传播；
5. 钻孔流体和围岩的温度；
6. 流体的压力；
7. 重力场；
8. 地磁场和岩层对脉冲磁场的响应；
9. 钻孔围岩的磁化率。

实际中，若干个测井仪器被同时安装在一个钢制或玻璃纤维的圆柱状装置中，通过多芯电缆下到钻孔中，电缆向井下提供电能和向前面传送传感器的信号，并保证深度的控制，常常是在装置提升、电缆拉紧时进行记录。深度的测量是通过绞车上带有刻度的轮子在装置上升和下降时通过电缆的卸缩来估计的，记录的速度通常为300m/h到1800m/h。地面连续监测并且数字储存测井仪的输出，以备后处理。

海上调查中，地球物理测井有很多用途：揭示地震反射层组特性，以帮助了解大陆架和深海盆地的结构和演化；估测孔隙度、渗透率、碳氢化合物饱和度等，对探测到的石油储藏进行估计；井下探针可以表示沉积层物理特性的详细变化，用以研究海平面和气候的变化、火山和地壳构造事件。钻孔中揭露的一些岩石特征还可用来研究深海火成岩基底（Goldberg, 1997）。

因为井下设备对钻井内和钻井周围的瞬时环境较为灵敏，所以本章我们首先概要介绍一些海上钻井的成孔和常规钻井特征。接下来的几部分将描述钻孔设备并讨论深浅水的测井例子。

11.2 海上平台旋转钻

旋转钻是靠一根管状钻杆底部的切削钻头来工作的。当钻头旋转时，在钻杆中心向下注水的压力下，岩石碎屑由水或泥浆从钻杆和钻孔壁之间的环形空间带回地表（图11.1a）。循环的流体不仅仅是用于把小的岩石碎屑带回地表，同时还起到冷却钻头的作用。钻孔泥浆还有助于防止周围岩石的流体进入钻孔和造成危险的井喷。随着钻孔的加深，钻杆上会接上新的钻杆。

在钻孔壁附近，由钻孔流体的沉淀颗粒形成几毫米的泥饼（图11.1b）。泥饼的外围是冲洗带，其原有的孔隙水已完全为钻孔流体所替换。再往外就是过渡带，钻孔流体浓度逐渐降低直

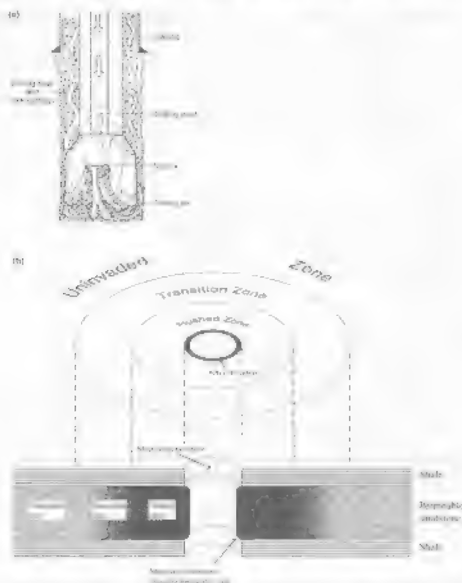


图11.1 (a) 旋转钻系统（据 the Exploration and Production LLC）；(b) 渗透性钻孔周边流体侵入的径向剖面图（据 Schlumberger, 1989 & Fleo, 1985）经 Schlumberger Educational Services and W.H Freeman and Company 许可引用。

全等。这些用在岩孔和隧道等大的仓室中也很常见。

但随着岩层和各种地层结构会丢失上部的信息。如果要进行连续的取样，就要用下端带有切割刃（通常是用金刚石的）的岩心管在钻杆上旋转钻进，它可切下岩心或圆柱状岩芯，保留在岩心管中并带回地面。当取岩心管时，要停止钻进，整个钻杆和岩心管升至地面，[illegible]。其中最常见的是几十个管状射孔，在井中对井壁表层取20~30mm长，直径20mm的岩样。

因为钻孔本身的不稳定，所以在井壁下放套管或衬管。在大陆钻探的钻孔中，开始时的钻头直径通常是36英寸（914mm），之后插入的套管直径为$18\frac{5}{8}$英寸（473mm）。在深海钻探中则要采用便宜的小型钻头和套管：水深4000m左右，通常用$8\frac{1}{2}$英寸（216mm）钻头和7英寸（178mm）套管。一旦安装有套管，一些常规的地球物理测井就会受到限制，尤其是基于放射性强度的测量。

早期的大陆架钻探是在浅水或有遮挡的水域，带有钻探平台的船只漂浮作业，后来发展为自升固定和固定于海底的钻架，或钻船和半潜器上进行作业，它们两种需要锚泊或动力定位来保持位置。动力定位是利用置于海底固定声响信标来控制船的推进器并保持船在井上的漂移最小。大多数的深海钻探是利用“Glomar Challenger”号和“Joides Resolution”号动力定位船作业，在1968-83年间，“Glomar Challenger”号完成了624个站位1092个钻孔。“Joides Resolution”号在1985年早期为国际深海钻探计划服务（图11.2），至今共完成了100个站位。

Joides Resolution号钻杆的总长超过9000m，钻杆内径最小为102mm，使得岩心和测井工具可以通过钻孔。钻台上安装有运动补偿器来消除由于船只垂直运动对钢绳张力的影响。对于软的沉积物，钻头终端安装有不旋转的取样器和装置，钻杆每节为9.5m一节组成，通过升降设备上的电力驱动器而旋转，升降设备通过17m的井架使钻头逐渐下降落入海底。[illegible]钻管以保持钻孔清洁。与陆地钻架不同的是，这里没有返回到平台上的流体，[illegible]在钻杆内下部的有绳索岩心管，当其到达钻孔底时会自动锁紧在钻头上。在回收岩样时，钻进约9.5m，为样管的长度（Harvey *et al.*，1992）。利用通过水柱使钻头重新进孔，岩芯管便可获得表层沉积物。钻探通常可以获得完整的沉积岩层的岩样，但是对于玄武岩基底或沉积物中含易碎物质，如燧石，可能只能采取一小部分岩样。钻头磨损需要换钻头再重新钻孔，需有约4m的锥形体放置海底，通过声学或电视图相对钻杆进行导向，钻探设备也可以通过重新进入锥体而钻入。通过海底混凝土导向基座可以在海底裸露岩上打钻，获取洋中脊和海山的高质样品。

11.3 孔径测量

一种最简单的井下测量就是利用机械的井径仪在套管安装前测定钻井的几何形状。仪器由三个或者四个机械臂组成，紧贴井壁，提供钻井直径的连续剖面和一个机械臂的方向。如图11.3，井径仪的测井记录对校正与钻井壁附近相关的探针读数数据是必需的。测径仪还可以提供显示岩性与物理不整合的响应。钻孔缩径可能是由于膨胀的黏土引起；超量扩孔可能是由于易碎岩石或应力引起崩塌之大的破裂（breakouts）现象所致。测径剖面结合其他测井方法进行岩性和结构分析，可用来校正地面的地震剖面。



图 11.1 [illegible]划的许可引用)

11.4 电法测井

11.4.1 简介

岩层的电阻率测量是海上钻井测量的一种常规测井方法，因为这是获得孔隙介质的一种方法。电阻率还可以用于分析岩性，探测横向的岩性变化和进行井间对比。有油气藏的地方，其内部的孔隙水（以及它们的水饱和度 S_w）可以由电阻率值来估算，碳氢化合物是电的弱导体，如果是盐的孔隙水，则岩层电阻率就会增加。一种流相与另一种流相相互交换时保持，直到孔隙水浓度不能再减小为止。S_w 由 Archies 的经验公式给出：

$$S_W = (\rho_{MP} / \rho_{MPH})^{1/n} \tag{11.1}$$

这里 ρ_{MP} — 基质电阻率+孔隙水电阻率，ρ_{MPH} — 基质电阻率+孔隙水电阻率+碳氢化合物电阻率。

ρ_{MP} 是在一些已知水饱和的钻孔中测量得到的，n 是由碳氢化合物与已知盐度孔隙水的不同比例的岩样电阻率决定，在大多数岩石中，$1.5<n<3.0$。公式 11.1 中的水饱和度也可以用岩层因子 F 和盐孔隙流体的电阻率 ρ_P 表示

$$S_W = (F\rho_P / \rho_{MPH})^{1/n} \tag{11.2}$$

所以 $F = \rho_{MP} / \rho_P$（参见 9.2 节）

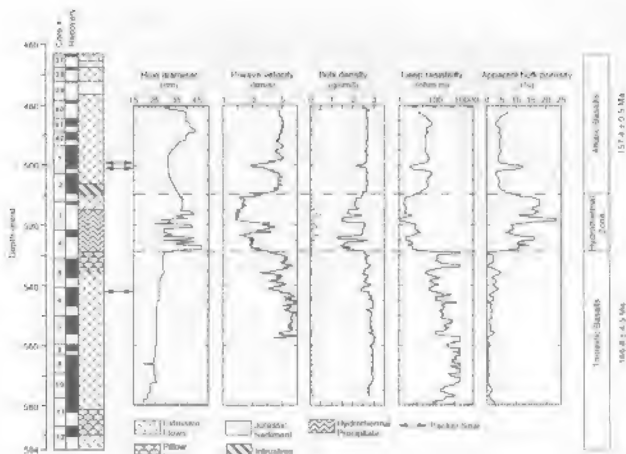


图 11.[illegible] 西太平洋 ODP801 站位（18°N，156°E）火成岩基底的井径和其他测井记录。在热液与玄武岩交界处可见很大的井径扩大（据 Larson et al., 1993，经 [illegible] 同意可引用）。

11.4.2 侧向测井

设计电流聚焦于围岩深部的仪器来测量电阻率，这样就可以减少钻孔里流体干扰的影响。侧向测井仪控制着电流呈进入钻孔周围的一个碟形区域。在约 300mm 长的中央电极两端各有约 1.5m 长的屏蔽电极，通过调节输入电流使得三个电极自动保持等电势。从中央电极进入围岩的电流到大约与屏蔽电极等距离的距离，其电位可认为零，由中央电极上的电流导出电阻率。电流层的厚度大致为中央电极的长度，并且可以通过调整电极结构来改变穿透的深度和仪器的精度。

双侧向测井（图 [illegible]）可同时提供两条不同电流穿透深度的电阻率曲线。图 11.8a 显示浅和深穿透的聚焦电流路径：两个电流束均为 600mm 的恒定厚度。穿透浅的测得的电阻率主要受侵入层特征的控制，而穿透深的电阻率受原状地层特性控制。前者对于侵入层的研究有用；后者对深穿透的电阻率测量。双侧向测井可测得垂直分辨率 600–1000mm 的岩性差异，并且可用来进行详细的钻井之间的对比。图 11.8b 为西南印度洋脊深水位置的深浅侧向测井曲线。在高度结晶层中，如辉长岩或玄武岩，可见两个侧向测井在数值上有明显差异和间隙的孔隙。

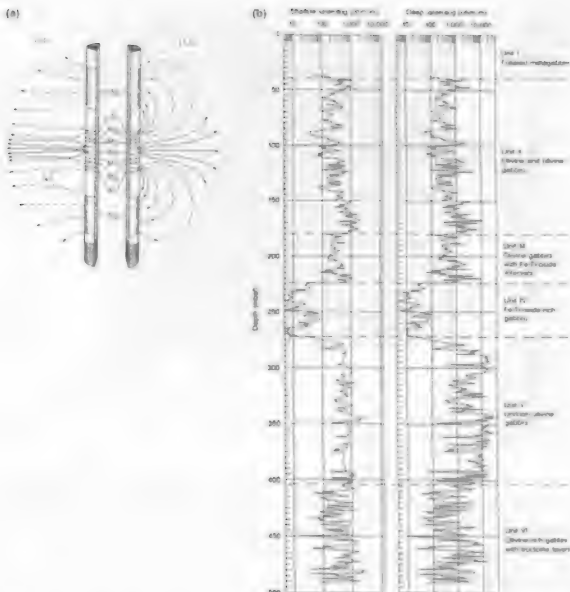


图11.4 (a)双侧向测井。A. 主电极；B. 监测电极(据 Schlumberger, 1989)。经 Schlumberger Educational Services 许可。(b) 西南印度洋洋脊大洋钻探计划双侧向测井曲线。在深度以下225m 到 270m 之间电阻率发生较大的下降，这一异常对应 Fe-Ti 氧化物含量的增长(Pezard *et al.*, 1989)。

11.4.3 感应测井

图11.5a 为一个感应探针的示意图。在探头基座上的发射线圈上通入约25kHz 的高频交变电流，在围岩中产生与发射线圈同轴的次生(Foucault)电流，地层涡流产生的磁场，在电极顶端的接收线圈中产生感应电流，它与岩层的电阻率成反比。发射与接收线圈之间的耦合直流通过附加补偿或"聚焦用"线圈进行消除。感应(EM 场)测量的穿透深度约为接收一发射线圈间距的75%，典型的深度为0.5~5m。

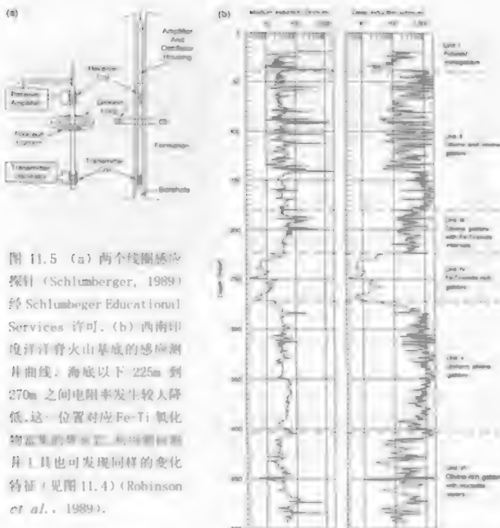


图 11.5 （a）两个线圈感应探针（Schlumberger，1989）经 Schlumberger Educational Services 许可。（b）西南印度洋洋脊火山基底的感应测井曲线。海底以下 225m 到 270m 之间电阻率发生较大降低，这一位置对应 Fe-Ti 氧化物富集的带。在第二个钻孔测井中也可发现同样的变化特征（见图 11.4）（Robinson *et al.*，1989）。

由于次生电流受钻孔泥浆和钻孔流体扰动的影响，发展了多线圈的聚焦感应测井来测量岩层电阻率。双感应测井仪（DIL）可提供自电势（SP）和三个电阻率值（ILD，深部感应测井；ILM，中部感应测井；SFL，浅部球形聚焦测井）。多芯探针的响应通过接一发部分的组合来确定，其权值根据线圈的数目和叠加输出值的交叉面积确定。穿透深度为～0.5-5m，垂直分辨率约 1.5m，通过线圈的适当组合可改变参数。

11.4.4 地层倾角电阻率测井

通过探针可测量岩层单元的倾角和其内部断裂的方位角。探针通常是由四个或六个等距紧贴钻孔壁的微电阻电极组成（图 11.6a）。如果不整合面是平行的则每一对电极上的电阻率是相同的；如果电极的方向和孔径的大小已测知，电阻率的差异可以用来测定倾角和走向。一个磁通门罗盘和一对摆提供倾角的方向、钻井相对铅垂方向的偏差和井偏的方向。通常沿着井壁每相距几个毫米来进行微电阻率的测量。

图 11.6b 是电阻率地层倾角测井仪的典型“蝌蚪”图。点表示深度和倾角的方向；短线表示倾斜方位。超过特定深度段的倾角玫瑰图突出了断层、不整合面和沉积特性。

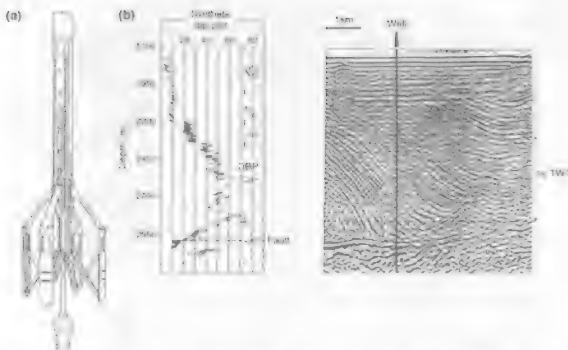


图 11.6 (a) Schlumberger 地层倾角测井仪，[illegible]，液压机械驱动，[illegible] (Hall, 1990)。(b) [illegible] DBP [illegible]（据 Devilliers and Werner, 1990, 经 Geological Society 同意引用）。

11.4.5 微电阻率测量

[illegible]测井仪测量几十厘米距离的电阻率来分析小尺度结构和[illegible]岩层。利用冲洗带以内的浅层电阻率来[illegible]电极的[illegible]测量，进而计算出[illegible]地层的电阻率。[illegible]电极以[illegible]mm 的[illegible]装在绝缘橡胶板上，[illegible]与钻孔壁紧贴。

Schlumberger 地层微扫描仪(The Schlumberger Formation Microscanner, FMS)是一种高精度的探针，被广泛应用于石油工业上的[illegible]评估。它[illegible]安装在四个直交板上的[illegible]排列的微电极阵，[illegible]同时记录[illegible]个微电阻率剖面(如图 11.7)，仪器的位置通过三轴加速计测得，其方位由三分量磁力仪测出。Schlumberger 全孔地层微成像仪(The Schlumberger Fullbore Formation MicroImager, FMI)通过[illegible]四个弯曲橡胶板，并在[illegible]上安装附加微电极以增加接触面积，提供对钻孔壁更全面的覆盖。以 1800m/h 的速度测量时，电极电流的每一个[illegible] 5×5 mm 方[illegible]的相邻岩层。将钻孔壁的电阻率用灰度或[illegible]的颜色[illegible]形式显示，展开的图像代表了仪器对岩层孔隙度、矿物、颗粒大小、孔结构、钻孔液体[illegible]和岩化程度等变化的响应(如图 11.8)。FMS 图像结合其他参数，如岩芯的颜色和自然伽马射线强度等，可用于[illegible]变化和火山层中的岩性变化(Brewer et al., 1998)。在实验室内可[illegible]地测出全部岩芯的高精度电图像，与岩性和构造相联系，有助于对井下微电阻率记录的解释(Jackson et al, 1991)。

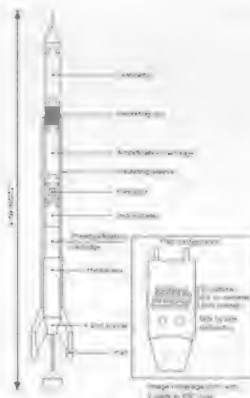


图 11 [illegible] 1990，经 [illegible]

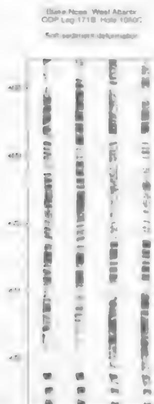


图 11.8 [illegible] Blake [illegible] ODP 1050C [illegible]的存在
（经 ODP 和 M.A. Lovell 的许可引用）。

11.4.6 大尺度电阻率测量

在深海钻孔中，可在跨间距上大[?]布置相距几十米的电极，建立测量电阻率与导出孔隙率（图11.9a）。电极由通过海底沉积层的电缆供电，钻孔探测时只需数小时。50V 或 500V 电源产生接近 1A 的电流，通过绝缘的导体到达组成电极的探体。通过岩层的回路电流主要是穿过岩层而不是钻孔区域（大约 100000 Am），钻孔套管和海水中的电流对电阻产生影响。图11.9b为在太平洋 Costa Rica 裂谷南侧 DSDP 504B 孔 Ag-AgCl 电极间电势差异的一组读数。由于电极的间隔比钻孔的直径大，所以在计算电阻率时不必对孔径变化作几何校正。

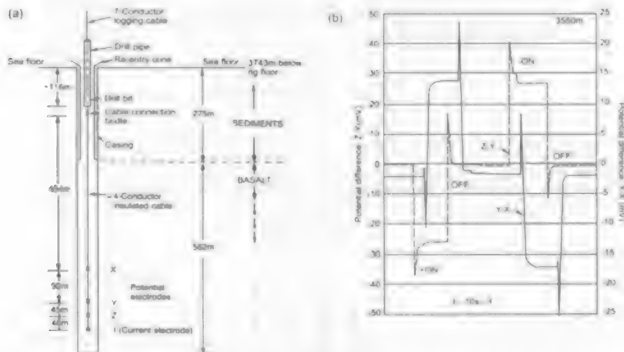


图11.9 (a) 在太平洋 Costa Rica 裂谷 DSDP 504B 孔大尺度电阻率试验的电极布置；(b) 用(a)所示的电极结构测量的电势值（据 Von Herzen et al.，1983）

在504B站，钻孔一开始以25m垂直间距记录电流和电势差。当钻孔加深时每10m记录一次，稳定地保存电极的每一组观测；每个方向有10s的大约1A的电流通过，因此环境电势可由平均电压消除。对于均匀的岩层，其视电阻率 ρ_a 为：

$$\rho_a = \frac{2\pi \Delta V}{I}\left(\frac{z_2}{h^2 - z_2^2} - \frac{z_1}{h^2 - z_1^2}\right)^{-1} \tag{11.3}$$

这里 h 为电流电极在海底以下的深度，I 为电流，z_1 和 z_2 为电势极深度，ΔV 为两电势极的电势差（Von Herzen et al.，1983）。图11.10绘出若干电极对计算的视电阻率曲线。由于电极空间间距加大，电流穿透也较大，导致较小的电阻率变化对测井记录的影响小。与岩芯样

对比。电阻率明显增加出现在枕状熔岩（$\rho_a \sim 10\Omega \cdot m$）与块状岩墙（$\rho_a \sim 1000\Omega \cdot m$）之间过渡带的过程，大约800m左右。在小尺度电极上的电阻率变化反映枕状或岩墙的变化程度。

图11.10同时也给出了具有不同电极间距的大规模测量的视电阻率。一系列的波动可能是由于钻孔扰动引起。在900m深度（枕状熔岩和岩墙的过渡带），侧向测井曲线的电阻率高于大间距分布电极导出。经测测井更深层次的电阻率增加比大间距分布电极测量的要小得多，可能是由于未扰动层和靠近钻孔的扰动层之间的电阻率ρ存在明显的差异。

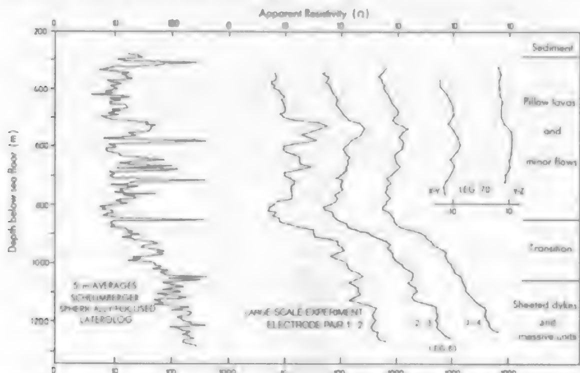


图11.10 DSDP 504B孔位的电阻率测量。曲线从左到右为：Schlumberger测井仪测定的球形聚焦电阻率的5m平均值；在多个电极上测量的视电阻率曲线，71航次中电极布置如图11.9a所示，83航次中两电极相距超过20m，其中电极1的埋深最大（Becker et al., 1982）。

11.5 放射测量法

11.5.1 自然伽玛放射

由于放射性元素在沉积物和岩石中的丰度（表10.1）不同，测量自然放射性，就可以探测岩性变化。井中的自然γ射线通量常用闪烁计数器测量。对于裸井，约一半的辐射会从10cm以内的岩壁中产生，而有套管的井辐射会减少30%的放射性强度。从第10章中我们了解到，闪烁计数器对总放射性的感应与放射性元素（主要是U、Th和K）的浓度相关，还与物体（包括地层和钻井液）的密度有关。这种感应也同孔径大小有关。闪烁计数器的原始计数通常需用刻度转换。为了保证足够的计数次数，测井速度一般不超过300m/h。伽玛射线的单位用API（American Petroleum Institute）表示，该单位基于休斯顿大学的一台测试仪器测定的放射水平为标准。

因为U和Th聚集在陆源沉积物的有机组分中，页岩和海藻煤列于强放射性的外部地层之中。富含长石、云母、海绿石、磷灰石和锆石的沉积物以及富钾伊利石黏土都显示出强放射性。自然伽玛射线测井广泛应用于测试页岩层和碎屑混合岩沙地层中页岩层的浓度。富含页岩层和火山灰的伽玛射线流量超过150API，新的表示单位指定为API。

用伽玛射线光谱仪分析记录多个能量带上的γ射线，我们便可以获得更多信息。因为放射能与放射性同位素有关（参见第1章），故通过测试能够确定U、Th和K的丰度。γ射线光谱也被用于测定碎屑沉积物中页岩的类型和变化。测井速度一般约为200m/h或者更小。图11.11显示了γ射线光谱仪对北海富含有机质页岩层的感应，这里主要测定了U、Th和K的含量。

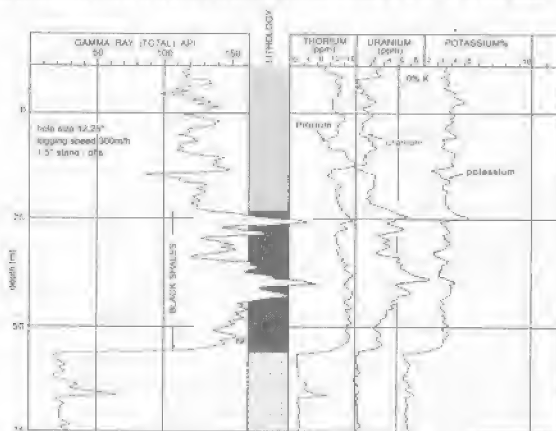


图11.11 北海富铀黑色页岩层段序列的伽玛射线光谱仪测井曲线（据Rider，1996）

11.5.2 密度或伽玛测井

裸井周围的密度能够通过用伽玛射线轰击井壁并测定反向散射辐射的方法测得。反向散射与周围地层中的电子密度密切相关，电子密度与地层体积密度是成比例的。^{60}Co（1.17和1.33MeV）和^{137}Cs（0.66MeV）都是常用的伽玛射线源。部分屏蔽的盖革计数器或者闪烁计数器放置在放射源的上方100～500mm，故只要有伽玛射线穿过地层就能被测到。与地面的相互作用主要表现为康普顿散射，因有效穿透深度不超过150mm，所以需要考虑γ射线沿着井壁与泥饼中的衰减量。这可以用两个距放射源不同距离的探测器测得，较近者受到泥饼的影响较大，所以泥饼校正数据可以根据不同的伽玛射线流量计算得到。

伽马射线测井显示了体积密度或者孔隙度 ϕ，其关系可以表示为下式：

$$\phi = \frac{\rho_M - \rho_B}{\rho_M - \rho_F} \quad (11.4)$$

其中 ρ_M 是岩石骨架密度，ρ_B 是测井记录的体积密度，ρ_F 是流动流体的密度。因为伽马射线穿透浅，所以 ρ_F 接近于泥浆滤液的密度（对于淡水泥浆为 1.1Mg/m³）。由公式（11.4）算得的孔隙度是地层中存在的总孔隙度。一般来说，气体减小了流体的密度 ρ_F，从而导致高的孔隙度计算值（图 11.12）。在直径平均为 100mm 的测井数据中，仪器的垂向分辨率约为 100mm。

密度和声波测井结合起来可以提供合成地震剖面，指示沉积物中反射系数的相对强度。记录了 0.1MeV 的伽马射线的衰减程度，其强度与地层电子密度和光电吸收成反比，其中光电吸收主要是受地层基质的原子序数和流体成分的影响，因地层电子密度决定于康普顿散射。光电截面系数通常计算得出，Schlumberger 岩石密度测井用到了一个 ^{137}Cs 放射源和两个检测器在一系列的能量窗口测量伽马射线通量（图 11.13）。输出采用光电吸收截面系数 P_e 表示，P_e 的单位为 barns/electron（1barn = 10^{-24}cm²），可以从下式计算得出：

$$P_e = \frac{U}{\rho_e} \quad (11.5)$$

其中 U 为单位体积的光电吸收截面（barns/cm³），根据低能窗口计数。ρ_e 为单位体积的电子密度系数（electrons/cm³），由高能计数计算得出。该方法可用来鉴别重要的矿物和岩性。由于重晶石对伽马射线的高吸收特性，所以该方法对基于重晶石的钻井泥浆是不起作用的。

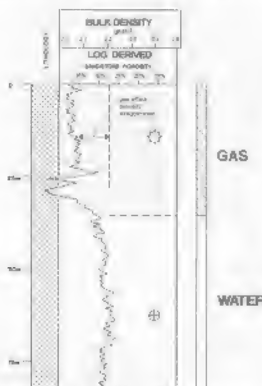


图 11.12 含气砂岩的密度测井曲线。气体增加了探测的孔隙度值，在气体存在的地带测得的孔隙度值应减小约 8%（据 Rider，1996）。

11.5.3 中子测井

中子探测器用从α粒子源发射的快速中子流（约4MeV）轰击井孔周围区域，可应用于在套管的井中进行测试。α粒子源可含镭(Ra)和镅(Am)元素组合而成。因为中子和质子的质量几乎相等，所以它们碰撞的时候能量损失最大。当中子减到一定能量被原子核捕获后，再发出高能的伽马射线，探测器能探测到这些γ射线。γ射线的放射强度与氢的含量密切相关，氢与地层流体（包括水，油，气）的量也是密切相关的。获得孔隙度需要考虑井孔直径的变化。地层流体充满孔隙，因此返回放射性强度直接反映了孔隙度的不同。天然气中氢的含量比水和油中的氢含量低，因而导致异常低的孔隙度值。页岩含有束缚水，所以估算出的孔隙度值比真实值会高一点。

早期的中子测井手段是用一个单一的探测器测量总散射物，捕获伽玛射线和热中子的。这种手段未被主要是不定量的，其结果很大程度受到井径大小，流体盐度，泥饼和套管的影响，孔隙水中和井孔流体中存在的氯以及其他热中子的吸收物，极大地影响了孔隙度值。由于这个原因，高能超热中子通量相对来说不受中子吸收物影响，所以能够测量。探测器安装在滑板上以保证探测器与井壁的紧密接触。泥饼和井壁的粗糙度需要加以校正。

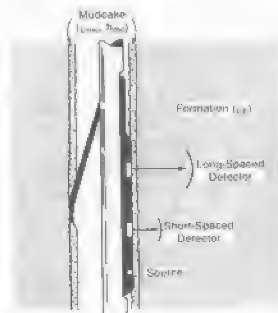


图11.13 双间距岩层密度测井仪（据Schlumberger，1989），经Schlumberger Educational Services的许可引用。

双能中子测井(DNL)用到两对传感器，每一对都有一个超热中子探测器(0.1~100eV)和一个热中子探测器（0.025eV）。探测器在无页岩层序中测得相同的孔隙度值，但它在页岩中测量时的显示响应是不同的，因为页岩中包含有热中子吸收器。孔隙度值的不同与页岩含量和流体盐度相关。超热和热中子探测手段的结合可以探测出页岩储层中的气体。仪器的垂直分辨率约为0.25m。穿透深度通常约为150~250mm，在致密的低孔隙度的地层中穿透深度可以高达600mm。

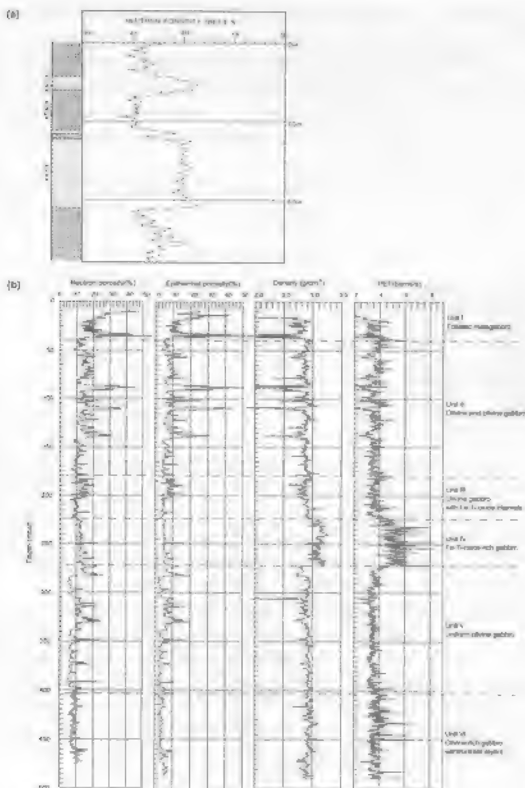


图15.21 (a) 砂岩—页岩交互地层中的中子测井响应，在砂体中探测出较低的中子孔隙度（25～30%）；由于泥质对吸收的水的响应，页岩中的40～45%的测量值比孔隙度有所偏大（据Rider, 1996）；(b) ODP735钻孔在印度洋西南的火山基底的中子测井响应。顶部80m表现高孔隙度（>20%），低孔隙度存在于均一的橄榄石辉长岩层中（据Robinson *et al.*, 1989）。

脉冲中子探测是发射高能爆发的快速中子，并在每次爆发后的两个时间间隔内测量俘获伽玛射线的强度来得到热中子衰减率，氯是最常见的热中子吸收器，因此可以进行热水含量变化的评估，热水数据也能通过测量非固有来获得。只有这一方法局限于裸井中。脉冲中子探测的一种重要应用就是从俘获的γ射线的谱线中确定各种元素成分在围岩中所占的比例，这样就可以进行矿物特征的评价，它能较精确地判断岩性，在 Jordan Resolution 号钻探船上能测量H、Cl、Ca、Fe、Si 和 K。这种探测的一种重要优点是能够在钻孔中进行，因此它被运用于那些因井壁不稳定而不能进行测井的钻井中。

中子测井以中子或者岩石孔隙度为单位，1000API 单位的响应大约被定义为在休斯顿大学参考点处水饱和的19%孔隙的石灰岩（19%孔隙度）得到的计数记录。玄武岩和火山岩剖面图显示于图 11.14 中，中子仪在玄武岩中的响应与孔隙率 φ 的关系如下：

$$\log_{10}\varphi = a - bN \quad (11.6)$$

这里 N 是中子仪读数，a 和 b 是常数，当中子仪穿过其他岩层时，根据该经验公式就可从所获的测井结果中计算孔隙率。

11.6 高频声波测量

11.6.1 井下电视

井下电视是一种超声波扫描仪，它通过旋转压电换能器产生井壁超声波图象。它每秒钟旋转3次，工作频率有2个：1.3MHz 和 400kHz，每5.10 μs 发射一次脉冲，返回信号的振幅取决于钻孔流体和围岩岩层的声波阻抗比、钻孔尺寸和井壁粗糙程度。1.3MHz 的换能器能给出特别清晰的图像，但是钻孔可能会因围绕井壁反向散射的能量而减少峰值，因此在这些区域，适宜用低频换能器。其他的探测仪，包括 Weston Atlas 圆周钻孔成像仪，它每秒产生 1500 个脉冲，频率为 250kHz，换能器每秒转动6圈，每圈记录 250 个数字回声。

从井壁反射回来的能量在电缆终端上显示并存储起来等待进一步处理，仪器上升速度为±1.30m/s，探测仪速度变化产生的图像失真在图像最终处理出来前需被校正。当钻孔流体在井中流动时，摩擦式的无水体保留于传感器的周围使超声波信号能以较小的衰减到达井壁。井下电视探测仪中组装有磁通门磁力仪用来给成图序列定向。高密度断裂的玄武岩火山岩的井下电视图像显示在图 11.15a 中，作为替代的显示方式，由旅行次数计算出来的钻孔直径被绘成三维图形（图 11.15b）。这一仪器已经广泛应用于断裂、层理不连续和结构特征的成像。通过井下电视测量钻孔形状可以确定底岩中的主应力。

11.6.2 声波测井

声波测井仪器能够测出弹性波穿过裸孔井壁附近的传播速度。它包括一个或多个发射装置和一系列接收装置，这些装置都装于用弓形弹簧固定在井孔中部的探测器内。发射头发出一个声波脉冲穿过钻孔流体进入周围岩层，岩层中产生临界折射的压缩波，它沿着井壁传播，接收器检

岩体内部转进入井壁流体的能量。发射接收装置相隔[illegible]排列使岩层内部传播的能量先于钻孔流体中传播的能量到达。

钻孔周围的岩层速度变化造成的[illegible]，除P波在钻孔井壁中产生，还产生S波，测井探头[illegible]（[illegible]，1988）。除了S波，还将产生在流体内部的反射回波，这也是[illegible]。两种波都会产生。第一种波是管波或斯通利波（[illegible]），它在钻孔和井孔流体内沿钻孔界面传播时，振幅随着离开界面而衰减，它有较低的速度，[illegible]速度小于约1m。第二种[illegible]，若[illegible]S波速[illegible]，振幅在[illegible]，在流体中振幅不稳定。

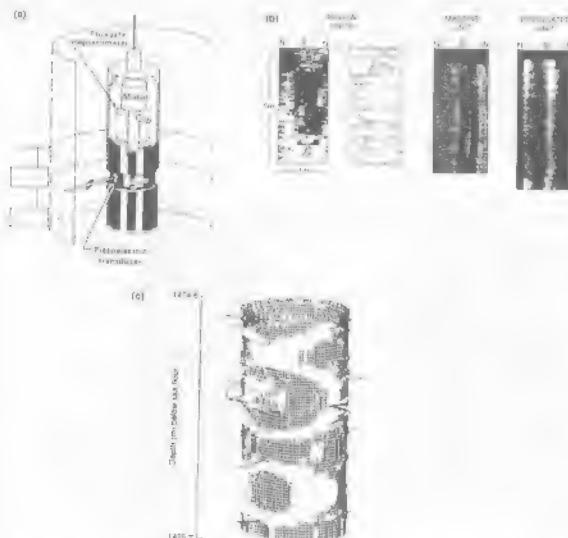


图11.15 (a)电视测井示意图(据Newmark *et al.*, 1985)；(b)电视测井图像显示的东太平洋[illegible]上的玄武岩(据Morin *et al.*, 1989)；(c)东太平洋哥斯达黎加南部海底504B钻孔电视测井图像显示的枕状玄武岩不同深度上方位角除方向的差异(据 Robinson *et al.*, 1989)。

图11.16a中的探测器由两部分构成：上部发射器（S1）和下部发射器（S2），以及四个探测器（R1-R4）组成。通常的发射频率为20kHz，脉冲每间隔50ms产生一次。声速的倒数（慢度）是经过S1-R2和S1-R4的旅行时间和经过S2-R3和S2-R1的旅行时间的差异获得。这些偏差中的信息用来补偿探测器在井中的排列变化和探测器位移。由于脉冲的频率复杂和信号振幅的变化，初至波有时会丢失，引起传输时间记录的突然变化。当电子增益不足用于波传播较弱时就会出现周期性变化，例如有气体压力时。

由于钻孔扰动，对短距离传播时间中推定的岩层中的传播速度会引起较大的误差。据报声速度可以用长间距排列的探头可靠地加以确定，以记录离井壁一段距离的能量传播。如图11.16b中所示传感器的配置，传播距离超过收发距达到约4m的时间能够被记录下来。由于钻孔不规则和探测器与井轴不一致造成的旅时变化能够通过平均两探测器位置之间的传播时间来补偿。发射机所在的地点就是先前接收器所在的位置。收发排列中允许有4个旅行时间测量装置以8种收发器组合方式每隔0.6m的间距进行安放。

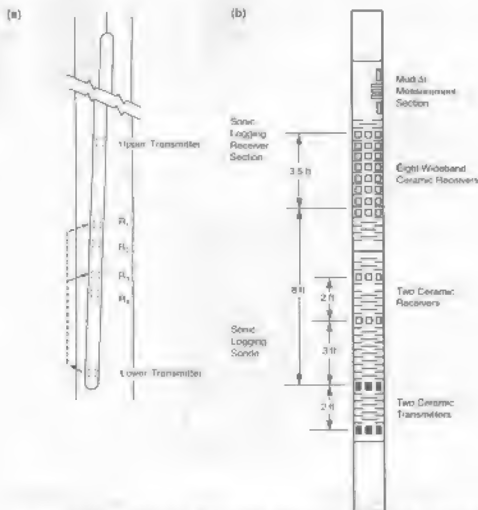


图11.16 (a) 钻孔补偿声速测井仪，图中显示的是两组发射—接收传感器之间的射线路径；(b) 可组成一个传感转换器排列来记录短间距和长间距的声速测井曲线的测井仪器（据Schlumberger，1989），经Schlumberger Educational Services的许可引用

旅行时间者通常综合起来提供穿过钻孔的总传播时间，通过这样的办法计算出层速度。对深海的大成岩盆地的声波测井记录显示在表11.3中，在气根据资料中，测井记录用于跨孔对比和区分低速超压带。孔隙度φ是利用M.R.J. Wyllie的时间平均公式，从声波测井记录中得出：

$$\phi = \frac{\Delta t_{Log} - \Delta t_{Ma}}{\Delta t_{F} - \Delta t_{Ma}} \qquad (11.7)$$

这里 Δt_{Log} = 声波测井层传播时间，通常表达为 μs/ft（岩层的慢度）

Δt_{Ma} =在岩体中的传播时间（慢度）（ϕ= 0）

Δt_{F}= 在孔隙流体中的传播时间（慢度）

φ的值可能有大的误差，因为地震速度对岩性和气体压力比较敏感。从公式(11.7)中计算出来的砂岩中的气体含量是79—90%。

全波声波仪记录压缩波，剪切波和斯通利波（图11.17）。P波和S波的速度给出了有助于岩性判断的泊松比。断裂宽度和孔隙率能通过能量变化和体波频率计算出来。低频S波/P波振幅比可以获取井中的断裂特征。与井壁附近岩层流体运动有关的斯通利波的振幅衰减可用来计算渗透率（Tang and Cheng, 1996）。

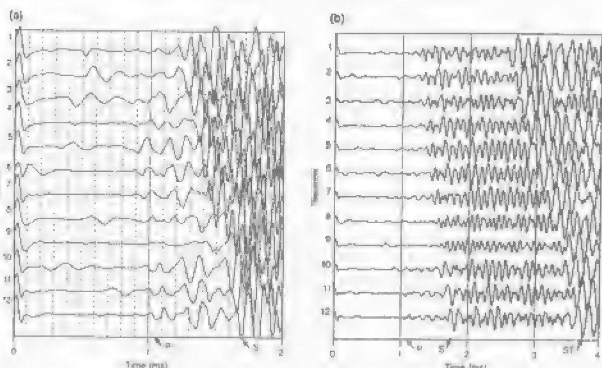


图11.17 （a）印度尼西亚南部海底2145.8m以下的多道滤波的声速波形图记录；（b）1-12道记录的频率波，两者道上都显示剪切波。图（b）中放大的时间尺度显示在所有接收器上的剪切波和斯通利波（ST）（据Arnason等，1989）。

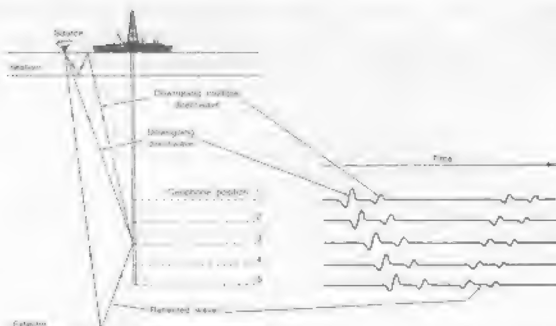


图11.18 Joides Resolution号钻探船用来记录垂直地震剖面的震源—检波器几何结构示意图，显示的信号是钻孔中某几个地震检波器所记录的（据[illegible]等，1987）。

11.7 井中地震测量

声波测井方法应用于地震反射的时深转换，但是当传播时间组合在一起时就会使系统误差累积，所以声波测井要用垂直地震剖面来校准。垂直地震剖面图需要使用地表附近激发的震源和一个井中检波器来获得（图11.18）。检波器信号在相当长的几秒内被存储以记录从检波器上方和下方的反射体返回的反射波。这些记录就能与地表地震剖面的单道记录相联系。常规反射剖面处理技术清除了多次波（参见第四章）。挪威海的ODP 642站位的垂直地震剖面（VSP）见图11.19。

井中检波器已被用于新的深海地震实验，它比传统的海底接收器有更大的优势。井中地震波降噪比海底的简单，海底位移通常会因为多次反射和模型转换而变复杂。周围的噪声水平通常较低，因为微震干扰会随着深度而减弱。在井中牢固的机械固定使得地面和接收器耦合好，而在海底，由于沉积盖层的剪切强度低，这种耦合就较差。

在钻具回收后，地震信号已经在井孔中被记录。夏威夷大学的井中传感器由3个4.5Hz互相正交的地震检波器一起嵌在铝块中，再被放置在具有电子回路的压力箱内。一个9km长的多线铠装电缆连接传感器和记录部件。在记录压力箱上方与电缆相连的是一根聚丙烯电线，这根电线长至少是水深的1.5倍，有足够大的浮力保证记录器总是停在海底以上。固定杆与电缆的自由端相连，记录器通过激活爆炸装置来回收。电缆自由端浮出表面，记录箱由船上的绞盘收起来，这时检波器仍然留在水中。

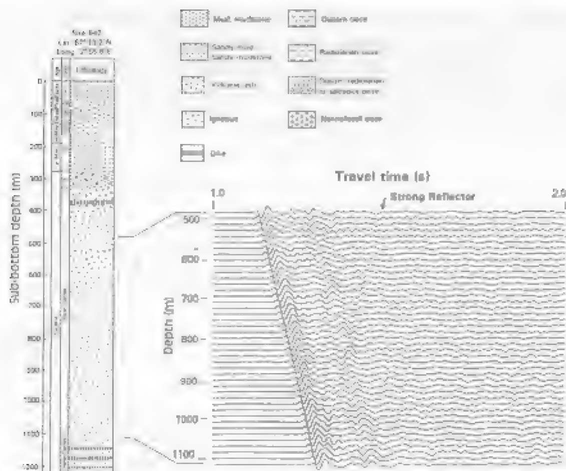


图 11.19　挪威海海上钻井平台 642 站位的垂直地震剖面（VSP）实验记录。道表示了垂直组成的地震检波器的输出结果，该结果已通过一个 10–100Hz 的带通滤波器处理（据 Rutledge and Winkler, 1989).

11.8 温度测量

在广阔的近海调查范围内，从研究碳氧化合物的产生和成熟度到全球构造过程，地热梯度都是一个关键的参数。测量工作是将热敏电阻和最大的玻璃水银温度计一起绑在一个测井钻具上来测量井底温度的。在深海，由 R. P. Von Herzen 设计的热敏探测器已经记录到了钻头前面未受干扰的温度（Flood 等，1995）。当用 Joides Resolution 号的先进活塞取芯管（APC）进行浅部取样时，铂电阻被安装在一个取芯套管上进行原位温度测量。在海底放置约 10 分钟达到热平衡后，工具下降至钻具的末端，然后通过钻头激发。钻孔底部稳态温度由 10–15 分钟的周期内每隔 5s 一次的温度记录来估计。

钻孔内的连续温度测量，并不表示热平衡条件，但能够说明地层流体流进或流出钻孔的运动。例如，钻穿超压页岩，常常导致温度梯度大幅度增加，因为热流体可从深部涌进入钻孔中，气体流入孔中会扩张，并且导致温度降低。如果超过了正常温度范围，孔内的温度也被用来校正其它测井工具的响应。

在计算未受干扰的地层温度时，需要考虑受钻液体循环效应，通常的方法是假设钻井底部温度和$\log(\Delta t/(\Delta t+\tau))$之间是线性关系，其中$\Delta t$是循环停止后的时间，$\tau$是钻具在井中的循环时间（Fertl and Wichmann，1977）。根据几个测井测量钻井底部的温度时，均简化是$\Delta t/(\Delta t+\tau)=1$时的温度。在Glomar Challenger号和Joides Resolution号钻探中，海水会以底层水的温度进入钻孔中，在海底处会有稍微温度异常，因而井的上部在热时深部会变冷，温度校正需要由循环率和循环的总时间计算得出（Burch和Langseth，1981）。

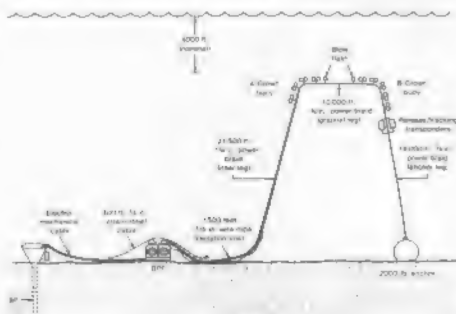


图11.20 夏威夷大学设计的钻孔内地震检波器和底部记录单元的插图。根据传导电缆将钻孔内仪器包（BIP）和记录系统（BPP，底部处理包）连接起来（据Sauter等，1987）

11.9 井中重力

在海底井中的重力测量可以作为一种非常规的方法来确定地层的密度，该密度可用于孔隙度估算，检测具有异常孔隙度的断层带以及约束由海面测得的重力异常的密度模型。井下仪器也能绘制与复杂构造有关的垂直重力场梯度图，但很难对其边缘成像的精度做出评价。第六章中介绍的振动弦具的简化方案和LaCoste–Romberg重力仪（Howell等，1966），后者直径一般约为100mm，精度为±5μGal，每读一个数大约需要30分钟，仪器的零点漂移由孔中同一深度处的重复读数决定。对于在钻井观测间距离5倍大小的一片区域，如果已知深度能精确到±50mm，密度测量的精确度能达到±0.3Mg/m³，孔隙度大致能精确到±1%。

11.10 井中磁力测量

与第七章中描述的类似，三分量磁通门和总场质子旋进磁力仪已经发展用作于在钻井中测井。仪器用弓弹簧置于井的中央，间隔10cm测量一次磁场。图11.21b显示了海底的地磁

向转记录。测井仪器也被用来测量磁化率，该仪器将一个缠绕在非磁性材料芯上的线圈同惠斯通电桥相连（Krammer，2008）。电桥围绕在"基线"即零磁化率平衡，在地的磁化率很低。当仪器接近磁化率或者电导率不同的区域，电桥会失去平衡。磁化率的改变将影响电感，而产生正交电压，电导率的改变会产生一个同相电压。磁化率和电导率由相应检波器的输出结果来计算。穿透深度大致等于线圈的直径。该仪器可用来探测富含磁性矿物的岩层，例如磁铁矿和钛铁矿（图11.21b）。

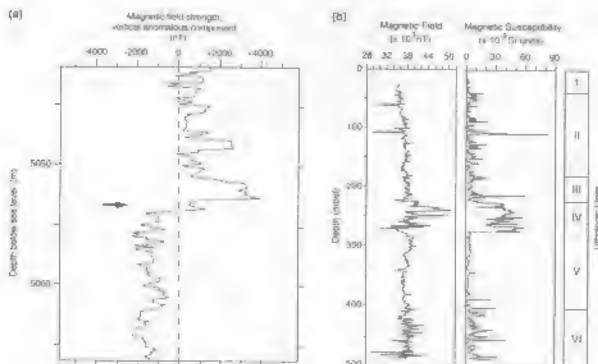


图11.21 (a)在中大西洋洋脊的DSDP 395A钻孔，利用垂直分量磁力仪检测到的磁异常（据Ponomarev和Nechoroshkov，1983）。(b)在西南印度洋洋脊的ODP 735B钻孔辉长岩基底中所做的总磁场和磁化率的测量。岩性单元表示如下：I. 块状橄榄辉长岩；II. 橄榄石和含橄榄石辉长岩；III. 橄榄石辉长岩与富氧化铁辉长岩互层；IV. 富氧化铁、钛铁辉长岩；V. 橄榄石辉长岩；VI. 富橄榄石辉长岩和富铁辉长岩，带有狭窄的铁钛辉长岩互层。除了II和III单元外，在单元中均由到峰到峰的信号振幅的变化都与岩性单元的分界面吻合较好（据Pariso *et al.*，1991）。

钻孔中核磁共振（NMR）测量方法实际上再现了质子磁力仪来测量地磁场。不同之处在于地层中的流体取代了探测传感器中的液体。加上磁共振成像测井仪（MRIL）可以产生一个脉冲磁场，该磁场使得孔隙流体中的氢离子沿与地球磁场不同的方向排列（Serra，1989）。接收器记录每两个脉冲间质子沿地球磁场方向重新排列时旋进信号的衰减。单位体积岩石内自由流体的总量（自由流体指数）能够由衰减信号的振幅来估算。振幅表达式为：

$$V(t)=V_0\exp(-t/T_2)\cos\omega_0 t \qquad (11.8)$$

其中V_i [illegible]，$V(t)$ [illegible]，T [illegible]，ω [illegible]。

11.11 随钻测井

[illegible]（LWD）[illegible]（Cunningham 等，1991；[illegible] 等 1992）。[illegible]

[illegible]

11.12 渗透性测量

[illegible]

$$F_V = \frac{K_p \cdot \Delta P \cdot A}{\eta L} \tag{11.9}$$

其中ΔP [illegible]，η [illegible]，K_p [illegible] 渗透率通常在 5 500md 范围内。

[illegible] 给出：

$$P(t)/P_0 = F(\alpha, \beta) \tag{11.10}$$

其中$P(t)$ [illegible]，P_0 [illegible]，α [illegible]，β [illegible] 分（Becker 等，1994）。

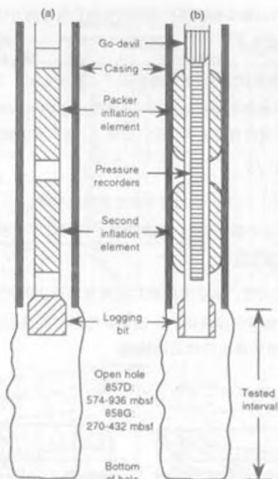


图 11.22 装配在 *Joides Resolution* 岩芯取样器上的可膨胀的钻柱封隔器。(a) 膨胀前和收缩后的双电极封隔器。(b) 油管清扫器，压力记录器和膨胀的封隔器。渗透性在套管底部和钻孔底部之间的间隙内测量。油管清扫器引导由船抽进膨胀电极的流体。当封隔器膨胀后，油管清扫器移动，允许流体直接被抽入实验间隔区内(据 Becker et al., 1991)。

在高渗透性的地层，压力迅速衰减。更可靠的测定 K_v 值的方法利用了隔离区的压力变化，此时流体以一个常速度涌进，该速度很小以至于不能产生水力压裂。根据以下关系，流入流体时压力的增长与时间 t 对数呈线性关系，

$$P(t_i) = (q\eta/4\pi K_p b)\ln\left(\gamma\phi\eta C_i a^2/4K_p t\right) \tag{11.11}$$

其中 $P(t_i)$ 是从注入开始后在 t_i 时刻超过该处地层压力值的压力。q 是流入流体的通量，a 是钻孔半径，b 是隔离区域的长度，γ 是欧拉常数。C_i 和 η 分别是隔离区域流体的压缩系数和动态粘度。

渗透性是由 K_v 和孔隙度之间的经验关系得出的，孔隙度是通过电阻率、中子和声波测井测出的，例如：

$$\log K_p = A\log\phi + B \tag{11.12}$$

其中 A 和 B 是对岩心样品做实验测量所得到的常数。通常的方法是用 Kozeny-Carman 关系

$$K_P = \left(P_s F S_{pro}\right)^{-1} \tag{11.13}$$

其中 P_s 是一个经验孔隙形状因子，F 是地层因子（等式 9.3），S_{pro} 是单位体积内孔隙的表面积，由 γ 光谱测井获得。如果孔隙水达到了一个碳氢储集层中不可压缩的最低水平，渗透性就可由电阻率估算，尽管常常会有很大的误差。如果 S_{irr} 是不可压缩的水的饱和度，则：

$$K_P = \left(C_a \phi^3 / S_{irr}\right)^2 \tag{11.14}$$

其中 ϕ 由电阻率值得到，C_a 是一个由岩性决定的经验常数。

渗透性可由上述的核磁共振（NMR）方法获得，利用以下关系式

$$K_P = C_{NMR} \phi^4{}_{NMR} T_2^2 \tag{11.15}$$

其中 C_{NMR} 是一个经验常数，ϕ 是由核磁共振测量估计出的孔隙度，T_2 是质子旋进的横向弛豫时间，它是从电压衰减曲线获得的。沿钻井传播的斯通利面波的速度也能够提供渗透率的估计值，因为它们的传播由流体运动控制。

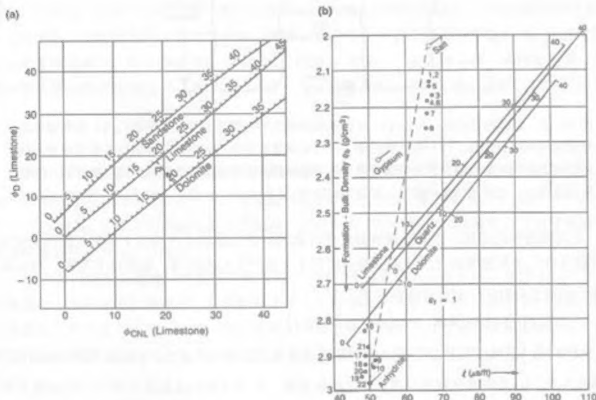


图 11.23 （a）被流体渗透的纯石灰岩、砂岩和白云岩孔隙度的密度测井和中子测井图；（b）密度—慢度关系曲线（据 Schlumberger, 1989, 经 Schlumberger Education Services 的许可引用）。

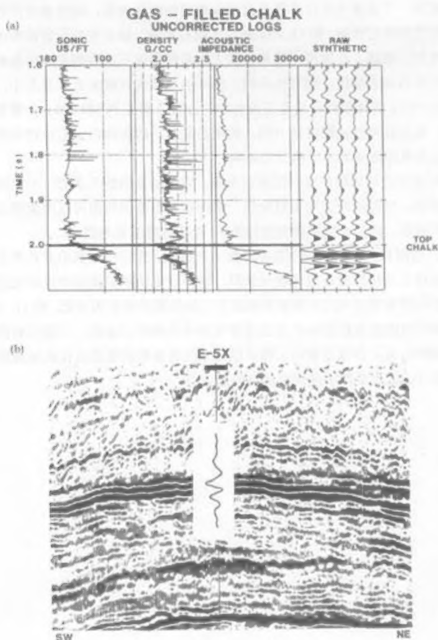


图 11.24　北海气藏勘探的地震合成记录。(a) 评价井 (E-5X) 的测井记录和从声阻抗数据得到的合成地震记录，在气藏顶部出现地震相倒转；(b) 气藏分层性反射剖面记录的单道合成地震记录图，深度至 100ms (据 Megson，1992，经 Geological Society 的许可后引用)。

11.13 多传感器测井

当用一种传感器测量井孔周围的物理特性，例如孔隙度时，就会有相当大的不确定性。而当用一组探测器测量时，这种不确定性就会降低，因为每种探测器对各种地质特征，例如地层矿物成份、孔隙的几何形态和油气是否存在等的响应不同。数据通常用交汇图来表示。用兼容的测井方法来测同一参数，不兼容的测井方法来测量不同的参数，或者将测井曲线和实验室数

据结合起来。根据一个或多个井位作图来总结标准层的测井响应，这样就可以在标准层位缺失时通过测井数据进行地层预测。图 11.23a 展示了纯石灰岩、砂岩和白云岩的密度测井和中子测井的孔隙度（变化）曲线。孔隙度 Φ值单位的大小是根据纯石灰岩测井响应的单位范围来确定的。如果井位不在石灰岩层段，则岩性不同，估计的孔隙度可能太大或者太小。图中标识的点 P（Φ_D=15，Φ_N=21）的体积百分比是石灰岩和白云岩分别占 70%和 30%。如果假设这些是该岩层仅有的成分，则其总体的孔隙度是 18%。实现石灰岩、砂岩和白云岩三种岩性成分混合在一点是可能的，但是孔隙度相对不受组分的影响。

图 11.23b 是井位的地层密度—慢度关系图，它所能反映的石灰岩、石英砂岩和白云岩孔隙度的分辨率很差，但能清晰识别出蒸发岩。密度对光电断面的图可以用来确定孔隙度和单矿物矩阵的矿物学特征，因为光电吸收剖面指数 P_e 受孔隙度的影响很小。

从密度和声速测井能得到的一个重要参数—声阻抗。假设已知其沿井孔的变化和一已知的地震信号源，就可以直接算出合成地震记录图。这种合成地震记录图可以研究在地面地震波记录上反射的原因和因为相变和沉积厚度等原因引起的地震波特征的变化。图 11.24a 是北海的一个井位根据测井得来的密度数据和 P 波速度算出的合成地震记录图，它表明相的反转与白垩纪的一个气藏的顶部有关。合成地震记录图可以用来改进参数的处理以提高地震分辨率。密度测井和声波测井联合的优点是能够提供现场声阻抗。